



# Etude des propriétés cinématiques et de la distribution de matière d'un échantillon de galaxies spirales et irrégulières

Olivia Garrido

## ► To cite this version:

Olivia Garrido. Etude des propriétés cinématiques et de la distribution de matière d'un échantillon de galaxies spirales et irrégulières. Astrophysique [astro-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2003. Français. NNT: . tel-00010386

**HAL Id: tel-00010386**

**<https://theses.hal.science/tel-00010386>**

Submitted on 4 Oct 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Provence-Aix-Marseille I

**Étude des propriétés cinématiques et de la distribution de matière d'un  
échantillon de galaxies spirales et irrégulières**

par  
Olivia Garrido

Thèse présentée à l'Observatoire de Marseille  
en vue de l'obtention du grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PROVENCE

Discipline : Physique  
ECOLE DOCTORALE : Physique et Sciences de la matière

Novembre, 2003

© Olivia Garrido, 2003.

Université de Provence-Aix-Marseille I

Cette thèse intitulée:

**Étude des propriétés cinématiques et de la distribution de matière d'un  
échantillon de galaxies spirales et irrégulières**

présentée et soutenue publiquement par:

Olivia Garrido

le 28 Novembre 2003

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

George Comte,	président
Michel Marcelin,	directeur de thèse
Chantal Balkowski,	rapporteur
Claude Carignan,	rapporteur
Roberto Rampazzo,	examineur

N° attribué par la bibliothèque : .....

A mon arrière grand-mère qui rêvait de grandes choses pour moi...



# REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord l'ensemble du personnel de l'Observatoire de Marseille pour les aides précieuses qui m'ont été fournies aussi bien au niveau administratif qu'au niveau informatique mais aussi plus sincèrement pour m'avoir accueilli chaleureusement dans leur petite famille. J'ai d'ailleurs une pensée fleurie pour Marie-Julie qui nous a quittés si brutalement... Les quatre années que j'ai passées auprès de vous tous ont été merveilleuses.

Je tiens également à remercier l'ensemble du personnel administratif, les techniciens (particulièrement mes collègues de nuit) et mes copines de la maison Jean Perrin sans lesquels mes séjours à l'Observatoire de Haute-Provence n'auraient pas eu la même saveur. Je les remercie pour les nombreuses fois où ils m'ont sortie de l'embarras, me prouvant ainsi quels gens formidables sont les Bas-Alpins.

Je remercie particulièrement chaque membre de mon équipe qui ont tous toujours répondu présent chaque fois que j'ai eu besoin d'eux : Annick pour les petits travaux de dernière minute ; Annie pour son soutien moral, sa bonté et sa douceur inégalable ; Delphine pour son aide précieuse en programmation ; Jacques sans qui aucun dépouillement n'aurait pu avoir lieu ; Jean-Luc et Olivier pour leur aide irremplaçable en mission et grâce à qui GHASP a atteint un tel niveau en terme de qualité technique ; Philou pour ses dépannages efficaces en informatique ; Yvon pour nos prolifiques discussions littéraires. Je les remercie pour leur soutien et reste conciente du fait que, sans tout ce travail et cet esprit d'équipe, ce travail de thèse n'aurait pu être réalisé .

Je fais un clin d'oeil à mes deux rayons de soleil de l'Observatoire, Françoise et Christine, qui grâce à leurs qualités de coeur et d'esprit ont fait que les jours sans étaient des jours avec, pourvu qu'elles fussent présentes.

Je remercie tous les membres de ma famille pour le soutien perpétuel dans mes moments de doute et d'angoisse, pour n'avoir pas tenu compte de mes états d'âme quand la pression, devenue trop forte, s'échappait.

Je remercie mon fiancé, Cyril, pour m'avoir toujours encouragé à persévérer dans mon travail, et plus simplement pour le message d'amour que je lis chaque fois que je croise son regard.

Je remercie également toutes les personnes qui m'ont apportée leur aide précieuse au cours de ma thèse, dans ma recherche de post-docs ou tout simplement par leur encouragement : merci Alessandro, Christophe, Jorge, Laurent, Olivier, Sébastien et bien sûr merci à tous les thésards du LAM.

Je remercie Chantal Balkowski et Claude Carignan pour m'avoir permis de partici-

per à leurs travaux et m'avoir intégré à part entière dans leur réseau de connaissances, et aussi pour leur soutien dans ma recherche de post-docs. Je les remercie aussi pour leurs critiques constructives qui ont permis une nette amélioration de la rédaction de cette thèse et j'en profite également pour citer Georges Comte qui a largement contribué à cette amélioration et Roberto Rampazzo pour avoir accepté avec enthousiasme d'être présent pour ma soutenance.

Je remercie particulièrement une des deux personnes sans qui tout ce travail n'aurait vu le jour : Philippe Amram. Je le remercie pour m'avoir toujours épaulée tout au long de ce travail de Titan et pour m'avoir permis d'évoluer librement tout en m'apportant ses connaissances et son soutien dans les moments cruciaux.

Je terminerai avec un très grand MERCI pour mon Directeur de thèse, Michel Marcelin, et les quelques mots qui suivront ne seront pas suffisants pour lui témoigner toute l'estime et la gratitude que je lui porte. Il aura été pour moi bien plus qu'un simple Directeur de thèse, je le remercie donc pour tout ce qu'il m'a apporté, l'indépendance à gérer les missions d'observations, son expertise en matière de dépouillement, savoir travailler dans la bonne humeur, mais aussi pour avoir toujours défendu au mieux mes intérêts, pour avoir toujours été attentionné. Merci Michou pour m'avoir tout simplement montré que la Recherche n'est pas uniquement constituée de requins aux dents longues, mais aussi de gens simples avec de vraies valeurs morales.

# RÉSUMÉ

Nous présentons des données cinématiques 2D obtenues pour un échantillon de 96 galaxies spirales et irrégulières, à partir de l'observation de la raie  $H\alpha$  (6563 Å). Dans le premier chapitre, nous décrivons le programme d'observation GHASP dans lequel s'inscrit cette thèse. Ensuite, nous détaillons l'instrumentation avec laquelle les observations ont été réalisées (principalement un réducteur focal, un Fabry-Perot à balayage et une caméra à comptage de photons) ainsi que les processus de réduction des données.

Dans la quatrième partie, les résultats observationnels sont présentés, soit pour chaque galaxie : la carte monochromatique, la carte du champ de vitesses et la courbe de rotation. L'analyse de l'ensemble des données cinématiques montre notamment que : l'allure des courbes de rotation  $H\alpha$  varie avec la luminosité et le type morphologique. Seules les galaxies de type précoce ont des courbes de rotation décroissantes. Les galaxies barrées présentent un gradient interne de vitesse plus faible que les galaxies sans barre. Les galaxies peu massives et peu lumineuses présentent les courbes de rotation les plus dissymétriques. Les galaxies de type Sd, Sdm et Irr présentent des caractéristiques cinématiques semblables. L'extension maximale des disques  $H\alpha$  varie avec le type morphologique et est corrélée avec la valeur de la densité surfacique de gaz neutre au rayon optique.

Dans la dernière partie, des modèles de masse ont été réalisés pour 23 galaxies en utilisant des profils de densité de halos dits plats et piqués. Nos modèles montrent que, pour une majorité des galaxies étudiées ici, les halos sombres tendent plutôt à avoir une densité centrale constante, quel que soit le type morphologique, la magnitude et la vitesse maximale, en accord avec les précédents travaux basés sur des courbes de rotation.

**Study of the kinematical properties and the mass distribution for a sample of spiral and irregular galaxies.**

We present some 2D kinematical data for a sample of 96 irregular and spiral galaxies, observed at  $H\alpha$  wavelength (6563 Å). In the first chapter, we describe the GHASP survey on which is based this thesis. Then, we detail the instrumentation used for the observations (mainly a focal reducer, a scanning Fabry-Perot and a photon counting camera) and the steps of the data reduction. In the fourth part, we present the data for

each galaxy : a monochromatic map, a 2D velocity field map and a rotation curve. The analysis of these data shows that : the shape of the rotation curve is dependent of both luminosity and morphological type ; only early-type galaxies have a decreasing rotation curve ; barred galaxies have an internal slope shallower than non-barred galaxies ; low mass and low luminosity galaxies present the more asymmetric rotation curve ; late-type galaxies (Sd, Sdm and Irr) present similar kinematical characteristics ; the maximum extension of the  $H\alpha$  disks depends on the morphological type and is correlated with the surface density of neutral gas at optical radius. In the last chapter, mass models have been realized for 23 galaxies using density profiles of cuspy and flat halos. Our mass models show that, for the majority of galaxies studied here, the dark halos are rather flat than cuspy whatever the morphological type, the luminosity or the maximum velocity in agreement with previous works based on rotation curves.

**Mots clés** : cinématique 2D, courbe de rotation, spirales, irrégulières, matière sombre.

**discipline** : Physique.

Cette thèse a été préparée au :  
Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.  
Observatoire de Marseille  
2, place Le Verrier  
13248 Marseille cedex 04.

# TABLE DES MATIÈRES

<b>DÉDICACE</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>ix</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>xii</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>xx</b>
<b>LISTE DES ANNEXES</b> . . . . .	<b>xxi</b>
<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 :LE PROGRAMME D'OBSERVATION GHASP</b> . . . .	<b>6</b>
1.1 Avant-propos . . . . .	6
1.2 Définition de l'échantillon . . . . .	6
1.3 Objectifs du programme GHASP . . . . .	8
1.4 Bibliographie . . . . .	13
<b>CHAPITRE 2 :L'INSTRUMENTATION GHASP</b> . . . . .	<b>14</b>
2.1 Généralités . . . . .	14
2.2 Le réducteur focal . . . . .	15
2.3 Les filtres interférentiels . . . . .	15
2.4 L'étalonnage . . . . .	17
2.5 Le Fabry-Perot à balayage . . . . .	18
2.5.1 Un peu d'histoire... . . . .	18
2.5.2 L'étalon . . . . .	20
2.5.3 Le principe de l'interféromètre de FP à balayage . . . . .	21
2.5.4 Le CS 100 . . . . .	22
2.6 La caméra . . . . .	24
2.6.1 le principe de fonctionnement . . . . .	24
2.6.2 Les deux récepteurs utilisés . . . . .	25
2.6.3 Le premier récepteur . . . . .	25

2.6.4	Le second récepteur . . . . .	27
2.7	Bibliographie . . . . .	27
<b>CHAPITRE 3 : LA RÉDUCTION DES DONNÉES . . . . .</b>		<b>29</b>
3.1	Origine du rayonnement $H\alpha$ . . . . .	29
3.1.1	Caractéristiques générales . . . . .	29
3.1.2	Le gaz diffus ionisé . . . . .	30
3.2	Avant toute chose...les préliminaires . . . . .	30
3.3	La carte de phase . . . . .	31
3.4	Les petits problèmes affectant les observations . . . . .	32
3.5	La carte en longueur d'onde, soustraction des raies de OH et lissage des données . . . . .	35
3.6	Carte continuum et monochromatique . . . . .	38
3.6.1	Carte continuum . . . . .	38
3.6.2	Carte monochromatique . . . . .	40
3.6.3	Profil et largeur de raie . . . . .	40
3.6.4	Calcul de la vitesse . . . . .	40
3.6.5	Tracé de la courbe . . . . .	43
3.7	Bibliographie . . . . .	45
<b>CHAPITRE 4 : ÉTUDE CINÉMATIQUE . . . . .</b>		<b>46</b>
4.1	Intérêts des champs à 2D . . . . .	46
4.2	Présentation des résultats . . . . .	49
4.2.1	Commentaires . . . . .	49
4.2.2	Les cartes et courbes de rotation . . . . .	75
4.3	Analyse . . . . .	112
4.3.1	Extension de l'émission $H\alpha$ . . . . .	113
4.3.2	Distribution de la pente interne et externe des courbes . . . . .	116
4.3.3	L'asymétrie . . . . .	119
4.3.4	Discussion . . . . .	125
4.4	Bibliographie . . . . .	128
<b>CHAPITRE 5 : DISTRIBUTION DE MASSE DE QUELQUES GALAXIES</b>		
<b>GHASP . . . . .</b>		<b>131</b>
5.1	Principe de la méthode . . . . .	131
5.2	Les profils de densité . . . . .	132
5.3	Présentation des résultats . . . . .	136
5.4	Analyse . . . . .	166

5.4.1	Etude du lien entre $\rho_o$ et $R_o$ . . . . .	166
5.4.2	Relations entre les rayons de coeur et les densités centrales . . .	170
5.4.3	Etude de la densité centrale de matière sombre . . . . .	171
5.4.4	Comparaison des modèles de masse . . . . .	173
5.4.5	Conspiration halo/disque . . . . .	175
5.4.6	Vers quel type de profil de halo optimal? . . . . .	177
5.4.7	Conclusion . . . . .	178
5.5	Bibliographie . . . . .	180
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES . . . . .</b>		<b>182</b>

# LISTE DES FIGURES

1.1	1.1a : Chaque point représente une galaxie observée par GHASP dans le plan magnitude-type morphologique. Ces données prennent en compte toutes les missions qui eurent lieu jusqu'au printemps 2003. 1.1b : L'ensemble des galaxies répondant aux critères d'observations définis pour GHASP dans le même plan que ci-dessus pour lesquelles simultanément la magnitude et le type sont connus soit 1867 points (d'après une recherche effectuée grâce à la base de données LEDA). . . . .	9
1.2	Résultats du test de K-S appliqué à l'ensemble de l'échantillon GHASP et des galaxies répondant à nos critères d'observation. Les résultats sont présentés sous forme de cases qui représentent une portion du plan magnitude-type. Le test nécessitant un certain nombre de points pour être fiable, ceci explique les différences de taille entre les cases. Les nombres correspondent à la probabilité que l'échantillon GHASP ne soit pas représentatif de l'échantillon LEDA. . . . .	10
1.3	Haut : histogramme représentant le nombre de galaxies considérées dans cette thèse pour chaque type morphologique (suivant la classification de de Vaucouleurs, 1979). Bas : chaque point représente une galaxie présentée dans cette thèse (soit au total 84 galaxies pour lesquelles la magnitude et le type morphologique sont connus). . . . .	11
1.4	A gauche : chaque point représente une galaxie présentée dans cette thèse différenciée suivant qu'elle soit barrée ou non. A droite : histogramme représentant le nombre de galaxies présentées ici pour chaque type morphologique en fonction de la présence d'une barre ou pas (pour $t=2$ , on a observé autant de galaxies avec une barre que sans). . . . .	12
2.1	Fig.2.1a : Schéma du réducteur focal utilisé par GHASP monté au foyer Cassegrain du 193cm et trajet des rayons issus du miroir secondaire. Fig.2.1b : Trajet des rayons à l'intérieur de l'étalon. . . . .	16
2.2	Fig. 2a : La fonction d'Airy pour différentes valeurs de la finesse effective (Amram, 1991) ; l'intervalle spectral libre (ISL) correspond à l'intervalle entre deux pics de la fonction d'Airy. Fig. 2b : Illustration du pouvoir de détection monochromatique par le doublet filtre-FP ; le flux continuum transmis par le FP est $\frac{\Delta L}{\delta \lambda}$ plus petit que celui transmis par le filtre. . .	19



2.3	Représentation schématique d'une observation en FP à balayage (on n'a représenté que 4 interférogrammes au lieu des 24). En chaque pixel, on suit l'évolution de l'intensité canal après canal. Grâce à la carte de phase déduite de la calibration, l'origine en longueur d'onde est déterminée et on obtient donc, pour chaque pixel, un profil détaillé de la raie observée.	23
2.4	Schéma de principe de la première caméra à comptage de photons. . . .	26
3.1	Relation entre la longueur d'onde de balayage en Å (qui correspond à la vitesse systémique de la galaxie) et le décalage entre la vitesse GHASP et la vitesse donnée dans la littérature (qui correspond à la moyenne des vitesses systémiques obtenues à différentes longueurs d'onde, pondérée par les erreurs sur les vitesses). Les barres d'erreur sont calculées en tenant compte de l'erreur sur nos vitesses et de l'erreur sur les vitesses données dans la base LEDA . . . . .	33
3.2	Fig. 3.2a : Temps de chute caractéristique des différents écrans de phosphore. La première caméra utilisait du phosphore 20 alors que la nouvelle utilise du phosphore 43 qui a un temps de chute beaucoup plus court. Le phosphore 43 a également l'avantage d'avoir son maximum en émission vers 550nm qui correspond au maximum d'efficacité du CCD. Fig.3.2b : Illustration de la soustraction des raies du ciel. On constate que la raie sommée dans chaque profil se situe toujours au même canal. . . . .	36
3.3	Spectre des raies du ciel nocturne obtenu à partir d'observations réalisées avec le spectromètre haute-résolution HIRES au télescope Keck de 10m (Osterbrock et al., 1996). . . . .	37
3.4	Exemple d'interférogrammes pollués par une raie du ciel nocturne qui apparaît sous la forme d'un anneau. . . . .	39
3.5	Impact de la modification d'un des paramètres cinématiques sur le champ de vitesses radiales résiduelles. Changement de : (a) la vitesse systémique ; (b) le grand axe cinématique ; (c) la courbe de rotation ; (d) le centre de rotation suivant le petit axe ; (e) le centre de rotation suivant le grand axe ; (f) l'inclinaison. . . . .	44

4.1	Exemples illustrant l'avantage de l'utilisation d'un FP à balayage sur un spectrographe à fente longue. En haut, à gauche : courbe de rotation pour UGC 2080 en prenant un secteur d'angle de $50^\circ$ ; à droite : idem en simulant une fente. Au milieu, à gauche : carte monochromatique de UGC 2080 avec la superposition des lignes isovitesses ; à droite : idem pour UGC 2455. En bas, à gauche : courbe de rotation de UGC 2455 (en prenant un grand axe de $105^\circ$ ; à droite : idem en prenant pour grand axe cinématique, le grand axe photométrique ( $45^\circ$ )). . . . .	47
4.2	Variation du grand axe cinématique en fonction du grand axe photométrique. . . . .	48
4.3	<b>UGC 508 et UGC 763</b> . . . . .	77
4.4	<b>UGC 1117 et UGC 1736</b> . . . . .	78
4.5	<b>UGC 1886 et UGC 1913</b> . . . . .	79
4.6	<b>UGC 2023 et UGC 2034</b> . . . . .	80
4.7	<b>UGC 2045 et UGC 2080</b> . . . . .	81
4.8	<b>UGC 2141 et UGC 2183</b> . . . . .	82
4.9	<b>UGC 2193 et UGC 2455</b> . . . . .	83
4.10	<b>UGC 2503 et UGC 2800</b> . . . . .	84
4.11	<b>UGC 3013 et UGC 3273</b> . . . . .	85
4.12	<b>UGC 3334 et UGC 3384</b> (pas de courbe de rotation pour UGC 3384). . . . .	86
4.13	<b>UGC 3429 et UGC 3574</b> . . . . .	87
4.14	idem pour <b>UGC 3691 et UGC 3734</b> . . . . .	88
4.15	<b>UGC 4273 et UGC 4325</b> . . . . .	89
4.16	<b>UGC 4499 et UGC 5253</b> . . . . .	90
4.17	<b>UGC 5316 et UGC 5721</b> . . . . .	91
4.18	<b>UGC 5789 et UGC 5829</b> . . . . .	92
4.19	<b>UGC 5931 et UGC 5935</b> . . . . .	93
4.20	<b>UGC 5982 et UGC 6702</b> . . . . .	94
4.21	<b>UGC 6778 et UGC 7524</b> . . . . .	95
4.22	<b>UGC 7971 et UGC 8490</b> . . . . .	96
4.23	<b>UGC 9366 et UGC 9649</b> . . . . .	97
4.24	<b>UGC 9753 et UGC 9858</b> . . . . .	98
4.25	<b>UGC 9969 et UGC 9992</b> (pas de courbe de rotation pour U9992) . . . . .	99
4.26	<b>UGC 10310 et UGC 10359</b> . . . . .	100
4.27	<b>UGC 10445 et UGC 10470</b> . . . . .	101
4.28	<b>UGC 10502 et UGC 10546</b> . . . . .	102
4.29	<b>UGC 10564 et UGC 11124</b> . . . . .	103

4.30	<b>UGC 11300 et UGC 11429</b> . . . . .	104
4.31	<b>UGC 11557 et UGC 11707</b> . . . . .	105
4.32	<b>UGC 11852 et UGC 11861</b> . . . . .	106
4.33	<b>UGC 11909 et UGC 11914</b> . . . . .	107
4.34	<b>UGC 12060 et UGC 12101</b> . . . . .	108
4.35	<b>UGC 12276 et son compagnon</b> . . . . .	109
4.36	<b>UGC 12343 et UGC 12632</b> . . . . .	110
4.37	<b>UGC 12754</b> . . . . .	111
4.38	a : extension maximale de la courbe $H\alpha$ , $R_{max}$ , en fonction de $R_{25}$ pour 86 galaxies. b : extension maximale de la courbe $H\alpha$ , $R_{max}$ en unités de $R_{25}$ , en fonction du type morphologique. . . . .	114
4.39	Etude de la variation de la pente interne de 49 courbes de rotation (pour lesquelles l'ajustement par la fonction de Kravtsov est fiable) en fonction de (de gauche à droite, et de haut en bas) : la pente externe des courbes de rotation, le coefficient d'asymétrie, le type morphologique, la magnitude absolue dans la bande B. Le carré blanc correspond à UGC 11914 pour laquelle $p_{int}=526 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ ; afin de ne pas modifier l'échelle des graphes pour un seul point, on a placé une flèche à l'abscisse correspondante. . . . .	117
4.40	Etude de la variation de la pente externe de 26 courbes de rotation en fonction (de gauche à droite, et de haut en bas) : du coefficient d'asymétrie, du type morphologique et de la magnitude absolue dans la bande B. . . . .	120
4.41	Etude de la variation du coefficient d'asymétrie des courbes de rotation, A, en fonction du type morphologique (à gauche) et de la magnitude absolue dans la bande B (à droite). . . . .	122
4.42	Relation de Tully-Fisher pour les galaxies GHASP en distinguant les différents types de courbes de rotation; la droite représente l'équation de Tully&Pierce déterminée pour des galaxies locales dont la distance a été mesurée grâce aux Céphéides. . . . .	123
4.43	Variation de la vitesse maximale, $V_M$ , en fonction du type morphologique.	126
5.1	Profils de densité pour : la sphère isotherme (trait solide) et le modèle de NFW (traits courts). Pour chaque profil, les valeurs de $(\alpha, \beta, \gamma)$ sont indiqués. . . . .	135

5.2	<b>UGC 2034.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	138
5.3	<b>UGC 2455.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	139
5.4	<b>UGC 2503.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	140
5.5	<b>UGC 4274.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	142
5.6	<b>UGC 4278.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	143
5.7	<b>UGC 4305.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	144
5.8	<b>UGC 4325.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	146
5.9	<b>UGC 4499.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	147
5.10	<b>UGC 5272.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	149
5.11	<b>UGC 5414.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	150

5.12	<b>UGC 5721.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	152
5.13	<b>UGC 5789.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	153
5.14	<b>UGC 6537.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. . . . .	154
5.15	<b>UGC 6778.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	155
5.16	<b>UGC 7323.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	156
5.17	<b>UGC 7524.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	158
5.18	<b>UGC 7971.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	159
5.19	<b>UGC 8490.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	160
5.20	<b>UGC 10310.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	162

5.21	<b>UGC 11557.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	163
5.22	<b>UGC 11707.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	164
5.23	<b>UGC 11914.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	165
5.24	<b>UGC 12060.</b> En haut, à gauche : superposition de la courbe $H\alpha$ et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM. . . . .	167
5.25	Variation de $\rho_o$ (en $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ ) en fonction de $R_o$ (en kpc) pour les trois types de modèles de masse : NFW, isotherme et MDM. . . . .	168
5.26	à gauche : variation de la brillance de surface centrale en bande R (en $\text{mag pc}^{-2}$ ) en fonction de la densité centrale de matière sombre (en $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ ) obtenue pour le modèle de la sphère isotherme. A droite : variation de la brillance de surface centrale en bande R en fonction de la luminosité (en bande B). . . . .	169
5.27	a : Variation des rayons de coeur, $R_o$ en kpc, obtenus pour le profil de NFW et isotherme. b : variation des densités centrales, $\rho_o$ en $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ , obtenues pour le profil de NFW et isotherme. Nous avons tracé la droite d'équation $y=x$ . . . . .	170
5.28	Etude de la variation de la densité centrale de matière sombre, $\rho_o$ en $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ , en fonction : du type, de la pente interne de la courbe de rotation, $P_{int}$ en $\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ , et de la luminosité. Les flèches correspondent à la valeur de UGC 11914 pour laquelle la pente interne est de $526 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ . . . . .	172
5.29	Etude de la variation du $\chi^2$ en fonction des modèles de masse, du type morphologique et de la luminosité. . . . .	174

5.30	En haut : variation du $\chi^2$ du profil isotherme en fonction du $\chi^2$ lorsque $\gamma$ varie. Au milieu et en bas : étude de la variation de $\gamma$ , la pente logarithmique interne des profils de densité, en fonction du type morphologique, de la vitesse maximale, $V_M$ , de la pente interne, $P_{int}$ , et de la luminosité.	179
II.1	<b>Profil de brillance de surface.</b>	200
II.2	<b>Profil de brillance de surface.</b>	201
II.3	<b>Profil de brillance de surface.</b>	202
II.4	<b>Profil de brillance de surface.</b>	203

# LISTE DES TABLEAUX

2.1	Caractéristiques du FP de GHASP à la longueur d'onde $H\alpha$ . . . . .	22
5.1	Références des données récupérées dans la littérature. . . . .	133
5.2	Composantes dominantes. . . . .	176
I.1	Paramètres généraux. . . . .	186
I.2	Paramètres généraux (suite). . . . .	187
I.3	Paramètres généraux (suite et fin). . . . .	188
I.4	$R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale. . . . .	189
I.5	$R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale (suite). . . . .	190
I.6	$R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale (suite et fin). . . . .	191
I.7	. . . . .	192
I.8	. . . . .	193
I.9	. . . . .	194
II.1	Paramètres des modèles de masse pour le profil de NFW . . . . .	196
II.2	Paramètres des modèles de masse pour le profil de la sphère isotherme . . . . .	197
II.3	Paramètres des modèles de masse pour le MDM . . . . .	198
II.4	Comparaison GHASP/Swaters (1999) pour le MDM. . . . .	198
II.5	Qualité des courbes de rotation hybrides et de l'ajustement des modèles de masse. . . . .	199



# LISTE DES ANNEXES

<b>Annexe I :</b>	<b>Cinématique . . . . .</b>	<b>185</b>
I.1	Tableaux . . . . .	185
<b>Annexe II :</b>	<b>Distribution de masse . . . . .</b>	<b>195</b>
II.1	Tableaux . . . . .	195
II.2	Profils de brillance de surface . . . . .	195
<b>Annexe III :</b>	<b>Article . . . . .</b>	<b>204</b>

# INTRODUCTION

Ah mystérieuse matière sombre ! Invisible, on la devine par ses effets gravitationnels mais sa nature profonde reste toujours un mystère...

Les questions relatives à cette fameuse masse cachée sont plus que jamais d'actualité puisqu'à ce jour, aucune théorie ne permet d'expliquer, dans son ensemble, la nature et la distribution de la matière sombre. Pourtant, cela fait maintenant sept décennies que l'on s'interroge à son sujet et les premières preuves observationnelles concernant la masse manquante remontent loin : en 1932, Jan Oort mesura la vitesse des étoiles au voisinage du Soleil et, en étudiant leur distribution par rapport au plan galactique, conclut que les étoiles ne représentent que la moitié de la densité de matière nécessaire pour expliquer leurs mouvements (Crézé et al., 1998, ont remesuré la densité stellaire locale et expliqué ces mouvements sans faire appel à la matière sombre). En 1933, Fritz Zwicky calcula les vitesses radiales de 7 galaxies de l'amas de Coma et montra que ces vitesses étaient trop grandes pour assurer la cohésion de l'amas, ce qui l'amena à postuler la présence d'une importante quantité de matière invisible : 95% de la masse totale de l'amas. En 1936, Smith fit le même constat pour l'amas de Virgo. D'autres mesures (courbe de rotation de M31 par Babcock, 1939 ; idem pour NGC 3115 par Oort, 1940) mirent en évidence une discordance entre distribution de luminosité et masse dynamique, mais à cause de trop grandes incertitudes sur leurs mesures cumulées avec la difficulté en Sciences de faire adopter des idées nouvelles qui bouleversent les connaissances établies, la question resta en suspens jusque vers les années 70 où l'accumulation des preuves observationnelles indiscutables mit en évidence la forte proportion de masse cachée.

Au début des années 70, Freeman détermina la courbe de rotation HI de NGC 300 et il constata qu'elle ne diminuait pas avec le rayon contrairement à la luminosité qui diminue exponentiellement avec le rayon. Or, si la luminosité était un indicateur de masse, alors la courbe de rotation devrait également diminuer avec le rayon. Le fait que les courbes de rotation restent plates (voire même croissantes) à grands rayons montre que la masse des galaxies croît linéairement avec le rayon et donc que la densité surfacique décroît en  $1/r$ . Afin d'expliquer la forme des courbes de rotation, une hypothèse a été émise qui suppose l'existence d'une grande quantité de matière sombre. L'arrivée de la radioastronomie, qui permet de mesurer des vitesses de rotation pour des rayons plus grands qu'en optique et pour un grand nombre de galaxies, ne fit que confirmer cet état de fait (Bosma, 1978 ; Begeman, 1987).

D'autre part, l'étude de l'émission X du gaz chaud intra-amas et des arcs gravi-

tationnels, images des galaxies d'arrière-plan déformées par le champ gravitationnel d'une importante masse, permettent d'estimer avec une grande précision la distribution de masse des amas, et l'estimation de la masse des amas, à partir du théorème du Viriel, a montré que la masse d'un amas est bien largement supérieure à la somme des masses des galaxies de l'amas (en tenant compte de la masse de gaz chaud intergalactique elle-même bien supérieure à la somme des masses des galaxies). Parallèlement, les simulations réalisées par Ostriker&Peebles (1973) montrèrent que le disque galactique ne se stabilise pas s'il n'est pas placé dans une masse supérieure (conclusions remises en question depuis par les travaux de Kalnajs, 1983, et Sellwood (1985) qui montrèrent que la présence d'un bulbe central suffit à stabiliser le disque).

A l'heure actuelle, on connaît seulement la proportion de matière sombre qui semble représenter entre 50 et 90 % de la masse des galaxies (et qui peut représenter jusqu'à 99% de la masse des amas) et théoriciens comme observateurs s'acharnent à répondre aux questions suivantes : cette matière sombre est-elle uniquement constituée de matière baryonique ? quelle distribution suit-elle ?

La matière sombre pourrait être constituée :

- d'une part de matière baryonique : planètes massives, naines brunes, étoiles à neutrons, trous noirs, MACHOs (MASSive Compact Halo Objects), nuages d'hydrogène froid. Les MACHOs peuvent être détectés grâce à l'effet de micro-lentilles gravitationnelles : lorsqu'un macho se trouve parfaitement aligné avec une étoile éloignée, cela va provoquer une augmentation de l'intensité lumineuse de l'étoile d'arrière-plan. Les événements permettant de détecter un macho sont rares et nécessitent un suivi méticuleux et long dans le temps des galaxies très proches comme le grand nuage de Magellan (expériences EROS, MACHO). La contribution des machos à la masse manquante pourrait atteindre les 30%.

- d'autre part de candidats non baryoniques : neutrinos, particules inconnues et massives nommées WIMPS (Weakly Interacting Massive Particle) qui interagiraient très peu avec la matière.

On peut également supputer qu'à l'échelle des galaxies la loi de la gravitation de Newton est erronée : ceci est le principe de la théorie de Milgrom (1983) appelée MOND (Modified Newtonian Dynamics) qui postule que la force de gravité, pour des faibles accélérations, ne dépend plus du rayon. En effet, la loi de Newton est née de la considération d'événements astronomiques proches et peut par conséquent ne pas être vérifiée à des échelles plus grandes. L'inconvénient majeur de cette théorie, bien qu'elle explique un nombre croissant de courbes de rotation (Milgrom, 1995 ; Sanders, 1996), est qu'elle dépend d'une constante universelle qui varie d'une galaxie à l'autre (Blais-Ouellette, 2000). De plus, la loi de Newton étant une approximation aux faibles

masses de la théorie générale de la Relativité, rejeter cette loi signifie par conséquent rejeter la théorie d'Einstein, théorie qui explique la majorité des phénomènes physiques avec un réel succès. Il y a également le modèle magnétique qui explique la platitude des courbes de rotation à partir de l'action du champ magnétique sur le disque (Nelson, 1988 ; Battaner et al., 1992) et également la structure en filaments qu'adopte l'Univers à larges échelles ; mais les mesures de champs magnétiques étant pour l'instant trop dispersées, les prédictions proposées par ce modèle restent difficilement vérifiables.

En ce qui concerne la distribution suivie par la matière sombre, on suppose seulement que les galaxies sont enfouies dans un halo de matière sombre réparti selon une sphère mais la distribution exacte suivie par la matière sombre reste toujours l'objet de dilemmes entre observateurs et théoriciens : les simulations cosmologiques N-corps prévoient que la densité des halos de matière sombre doit être piquée au centre tandis que les résultats observationnels montrent la présence de halos possédant un coeur plat. La théorie de formation des galaxies nécessite aussi la présence de grandes quantités de matière non-lumineuse pour expliquer la courbure nulle et la formation des galaxies par amplification gravitationnelle des fluctuations primordiales de densité. En effet, l'expansion de l'univers est traduite en cosmologie par la variation du rayon de courbure de l'Univers,  $R(t)$ , qui décrit au cours du temps l'état et la géométrie de l'Univers. En fonction de la valeur de  $R(t)$ , l'Univers est appelé à se contracter ou au contraire à rester en expansion infinie. Cette fonction  $R(t)$  est étroitement liée à la quantité de matière au sein de l'Univers et plus précisément à sa densité. Les lois de densité déduites des modèles cosmologiques dits  $\Lambda$ CDM et extrapolées à l'échelle des galaxies (Moore, 1994 ; Navarro et al., 1996, 1997) prédisent que la densité de matière sombre est piquée au centre des galaxies (on parle de halos dits "cuspy"). Pourtant, les nombreux travaux relatifs à l'étude du profil de densité de la matière sombre dans les galaxies naines suggèrent une densité plutôt constante (Blais-Ouellette et al., 1999, 2000 ; Côté et al., 2000). Afin de pouvoir déterminer précisément le profil de densité du halo, il faut combiner les données radio à basse résolution qui s'étendent loin avec les données optiques à haute-résolution. La haute résolution des données  $H\alpha$  (2 à 3") permet de trancher entre halos "cuspy" et "plats" contrairement aux données HI dont la résolution habituelle avoisine les 15 à 30 secondes d'arc et qui souffrent en plus de l'effet de "beam-smearing" dû à la dimension angulaire du lobe d'antenne plus grande que celle des structures étudiées (nuages HI). De nombreux travaux sur la distribution de matière sombre et lumineuse montrent que la proportion de matière sombre est corrélée avec le type morphologique : il semble en effet que lorsqu'on évolue le long de la séquence de Hubble on considère des galaxies contenant un halo de plus en plus important en terme de proportion (Persic et al., 1996). L'importance de la partie in-

terne des courbes de rotation est ainsi relativement cruciale : pour les galaxies de type précoce, le halo sombre domine seulement dans les parties externes de la courbe de rotation (Blais-Ouellette, 2001) et donc les paramètres qui gouvernent la distribution de la matière sombre ne sont pas très sensibles au rapport M/L du disque. Inversement, la contribution des parties lumineuse et sombre au potentiel des parties internes est équivalente pour les galaxies plus tardives. Le potentiel des galaxies naines magellaniques est par contre entièrement dominé par la matière sombre et ce, quel que soit le rayon (de Block & Bosma, 2003 ; van den Bosch & Swaters, 2001 ; Côté et al., 2000 ; Swaters, 1999).

Un des sujets d'étude de cette thèse sera d'étudier quel type de profil de densité reproduit le mieux les courbes de rotation en fonction du type et de la luminosité des galaxies. Les courbes à partir desquelles l'étude de la distribution de matière a pu se faire ont été obtenues dans le cadre du programme GHASP. Le programme d'observation GHASP (Gassendi H Alpha survey of SPirals) consiste à cartographier la distribution de l'hydrogène ionisé de 200 galaxies spirales et irrégulières proches en utilisant un Fabry-Perot à balayage. Il a été créé dans le but de fournir un échantillon de référence de cubes de données à  $z=0$  propre à être utilisé à des fins comparatives afin d'apporter des réponses nécessaires à la compréhension de l'évolution des galaxies. En effet, on a assisté récemment au développement des télescopes de diamètre important (Keck, VLT) permettant l'observation de galaxies situées à haut redshift, et les programmes clef portant sur l'évolution des galaxies (menés avec des instruments tels que GIRAFFE ou VIMOS) sont logiquement dédiés à l'étude des propriétés cinématiques et dynamiques des galaxies lointaines.

Les objectifs principaux de GHASP sont :

- définir un échantillon local 3D de référence de galaxies spirales et irrégulières.
- contraindre la distribution de masse des galaxies riches en gaz ionisé de tout type, excluant les Elliptiques et les Lenticulaires.
- contraindre la cinématique et la dynamique des régions internes grâce à l'utilisation de simulations N-corps.

Une partie seulement des résultats obtenus dans le cadre de GHASP est présentée dans ce manuscrit puisque 96 galaxies sont étudiées ici sur les 188 observées à ce jour. Dans le cadre de cette thèse, mes travaux se sont restreints d'une part à l'étude des propriétés des courbes de rotation déduites de l'étude des champs de vitesses et d'autre part, à l'étude de la distribution de matière sombre et lumineuse. Nous nous proposons donc de définir les caractéristiques cinématiques propres à chaque type de galaxie (excluant les Elliptiques et les Lenticulaires) et d'étudier les propriétés de la distribution de matière pour ces différents types de galaxies.

Le lecteur trouvera dans le premier chapitre les critères de sélection des galaxies ainsi que les objectifs du programme GHASP. Ensuite, le programme GHASP ayant été réalisé grâce à un instrument développé dans nos laboratoires, le chapitre suivant sera consacré à l'instrumentation propre à GHASP. Le troisième chapitre détaillera les différentes phases de la réduction des données. Dans le chapitre 4, on abordera l'analyse des propriétés des courbes de rotation obtenues à partir des données GHASP. On terminera avec l'analyse des modèles de masse réalisés pour un échantillon de 23 galaxies.

## BIBLIOGRAPHIE

- Babcock H.**, 1939, Lick Obs. Bull., 19, 41.
- Battener E.**, Garrido J., Membrado M., Florido E., **1992**, Nature, 360, 652.
- Begeman K.**, 1987, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen..
- Blais-Ouellette S.**, Amram P., Carignan C., **2001**, AJ, 1221, 1952.
- Blais-Ouellette S.**, 2000, Thèse de l'Université de Provence.
- Blais-Ouellette S.**, Carignan C., Amram P., Côté S., **1999**, AJ, 118, 2123.
- de Block W.**, Bosma A., McGaugh S., **2003**, MNRAS, 340, 657.
- Bosma A.**, 1978, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen..
- Côté S.**, Carignan C., Freeman K.C., **2000**, AJ, 120, 3027.
- Creze M.**, Chereul E., Bienaymé O., Pichon C., **1998**, A&A, 329, 920.
- Freeman K.C.**, 1970, ApJ, 160, 811.
- Kalnjajs A.**, 1983, IAU Symp., 100, 87.
- Milgrom M.**, 1995, ApJ, 455, 439.
- Milgrom M.**, 1983, ApJ, 270, 365.
- Moore B.**, 1994, Nature, 370, 629.
- Navarro J.**, Frenk C., White S., **1997**, ApJ, 490, 493.
- Navarro J.**, Frenk C., White S., **1996**, ApJ, 462, 563.
- Nelson A.**, 1988, MNRAS, 233, 115.
- Oort J.**, 1940, ApJ, 91, 273.
- Oort J.**, 1932, BAN, 6, 2496.
- Ostriker J.**, Peebles P., **1973**, ApJ, 467.
- Persic M.**, Salucci P., Stel F., **1996**, MNRAS, 281, 21.
- Sanders R.**, 1996, ApJ, 473, 117.
- Sellwood J.**, 1985, MNRAS, 217, 127.
- Smith S.**, 1936, ApJ, 83, 23.
- Swaters R.**, 1999, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen.
- van den Bosch F.**, Swaters R., **2001**, MNRAS, 325, 1017.
- Zwicky F.**, 1933, Helv. Phys. Acta, 6, 110.

# CHAPITRE 1

## LE PROGRAMME D'OBSERVATION GHASP

---

### 1.1 Avant-propos

Le programme GHASP (acronyme de Gassendi H Alpha survey of SPirals) a vu officiellement le jour au cours de l'automne 1998. Il est né d'une volonté de réaliser un échantillon de référence de champs de vitesses de galaxies à la longueur d'onde  $H\alpha$ . En effet, s'il existe un nombre important de courbes de rotation disponibles dans la littérature (obtenues à partir d'observations soit en optique, principalement avec un spectrographe à fente longue qui présente l'avantage de fournir une information cinématique en un temps de pose minimum, soit en radio, mais dans ce cas on obtient généralement un champ de vitesses avec une résolution assez basse de l'ordre de la quinzaine de secondes d'arc), le nombre de travaux basés sur l'étude des champs de vitesses avec une bonne résolution spatiale est par contre plus restreint et concerne rarement des échantillons larges mais plutôt des galaxies de types différents, dans des environnements variés. Lors du lancement de GHASP, l'échantillon de champs de vitesses le plus important était celui de 75 galaxies spirales situées dans l'hémisphère austral, fourni par Schommer et al.(1993), toutes plus tardives que le type Sb et appartenant à des amas de galaxies (Hydre, Centaure....). Il n'existait alors aucun échantillon de champ de vitesses regroupant l'ensemble des types morphologiques de galaxies pour lesquelles la détection  $H\alpha$  est possible en des temps de pose corrects (ce qui a entraîné l'exclusion des elliptiques et des lenticulaires) et comprenant des galaxies aussi bien isolées qu'appartenant à des environnements plus riches.

### 1.2 Définition de l'échantillon

L'objectif premier fut de construire un **échantillon de référence** de champs de vitesses de galaxies spirales et irrégulières **locales** et autant que possible **isolées**. Le critère d'isolation fut plus ou moins fort car il est difficile de trouver des galaxies

n'ayant aucun compagnon autour de 0,5 mégaparsecs. Par contre, on peut préciser que les galaxies ciblées par GHASP appartiennent à des environnements peu denses.

Initialement, le choix des galaxies GHASP s'est fait à partir du catalogue WHISP (Westerbork survey of HI in SPiral galaxies) ce qui permettra a posteriori la comparaison des propriétés cinématiques du gaz froid et tiède et ce qui nous a surtout permis la réalisation de courbes de rotation hybrides. Ce programme d'observation WHISP (mené par des astronomes de Groningen avec l'interféromètre de Westerbork) cartographie la distribution de l'hydrogène neutre pour un échantillon de 400 galaxies environ. Seuls les champs de vitesses et les diagrammes position-vitesses sont disponibles sur leur site internet (<http://www.astro.rug.nl/whisp/>) et les courbes de rotation sont publiées petit à petit. Par la suite, les galaxies ont été choisies de telle sorte qu'elles remplissent le plan magnitude absolue-type morphologique; en effet, la magnitude absolue dans la bande B peut être considérée comme un indicateur grossier de la masse d'une galaxie. Donc en balayant l'échelle des magnitudes, qui varie typiquement de -15 à -22 magnitudes, on balaie l'échelle des masses; d'autre part, c'est la classification de Vaucouleurs (1979) qui a été adoptée pour sa forme numérique pratique et on s'est limité aux types de 1 à 10 (Sa à Im), l'émission  $H\alpha$  étant trop faible pour les elliptiques et les lenticulaires.

Les galaxies GHASP ont des déclinaisons supérieures à  $0^\circ$ , des inclinaisons inférieures à  $80^\circ$  (notons cependant qu'au début du programme quelques galaxies fortement inclinées ont été observées) et une vitesse systémique inférieure à 8 000 km/s.

A ce jour, 188 galaxies ont été observées par GHASP et leur répartition dans le plan magnitude absolue-type morphologique est illustrée par la figure 1.1a. En comparant la figure 1.1a à la figure 1.1b qui représente l'ensemble des galaxies répondant aux critères définis ci-dessus, on peut apprécier l'état de complétude assez satisfaisant de GHASP mis à part pour les galaxies lumineuses de type plus tardif que le type Sc. Afin de vérifier si l'échantillon GHASP est bien représentatif de l'ensemble des galaxies locales et s'il n'est pas biaisé, j'ai utilisé le test de Kolmogorov-Smirnov à 2D. Ce test permet de vérifier la représentativité d'un sous-échantillon A par rapport à un échantillon complet B. Plus exactement, il permet de déterminer si les fonctions de répartition de 2 populations sont identiques (avec l'avantage de ne faire aucune supposition sur la distribution des données). J'ai donc appliqué ce test en prenant comme échantillon A, l'échantillon GHASP complet, et comme échantillon B, l'ensemble des galaxies répondant à nos critères d'observation à partir d'une recherche effectuée avec la base de données LEDA (Lyon Extragalactic DATA base). Les résultats du test K-S sont donnés (Fig. 1.2) en termes de probabilité que l'échantillon A ne soit pas représentatif du B. On constate que, globalement, l'échantillon GHASP représente assez bien l'échantillon des galaxies



LEDA répondant à nos critères, mais lors des prochaines missions d'observation une attention particulière devra être portée aux types suivants (qui présentent une probabilité supérieure à 0,8) :

- les galaxies très lumineuses de type Sb.
- l'ensemble des galaxies de type Sbc ayant une luminosité comprise entre -20 et -14 magnitudes.
- les galaxies de type Sc de forte et faible luminosité.
- les galaxies irrégulières de faible brillance.

### 1.3 Objectifs du programme GHASP

Les objectifs scientifiques du programme GHASP sont :

(i) Fournir un échantillon de référence à  $z=0$  auquel on comparera les observations faites pour les galaxies à plus grands redshifts observées grâce aux télescopes de large diamètre tels que les Keck ou le VLT.

(ii) Comparer notre échantillon de champs de vitesses pour des galaxies locales et plutôt isolées avec des données 3D pour des galaxies dans des environnements divers (paires, groupes, amas), à des degrés d'évolution différents (interaction, fusion, sursaut de formation stellaire) ou bien présentant des mouvements internes particuliers (mouvements de contre-rotation, écoulement le long des barres) afin d'obtenir des contraintes observationnelles.

(iii) Comprendre de manière approfondie la cinématique interne du gaz grâce à une modélisation des champs de vitesses via des codes N-corps hiérarchiques auto-cohérents associés à des codes hydrodynamiques. Deux approches complémentaires sont envisagées : une approche individuelle qui consistera à modéliser une galaxie donnée ; et une approche statistique qui consistera à tenter de reproduire les caractéristiques des champs de vitesses en fonction du type morphologique.

(iv) Etudier la distribution de masse pour l'ensemble des types de spirales et galaxies irrégulières, grâce à des courbes de rotation hybrides combinant données  $H\alpha$  à haute-résolution et données HI plus étendues. Les travaux récents (e.g. Evans 2001, Blais-Ouellette 1999 & 2001, de Block et Bosma 2002) montrent clairement la nécessité de connaître avec une grande précision la pente interne des courbes de rotation si l'on

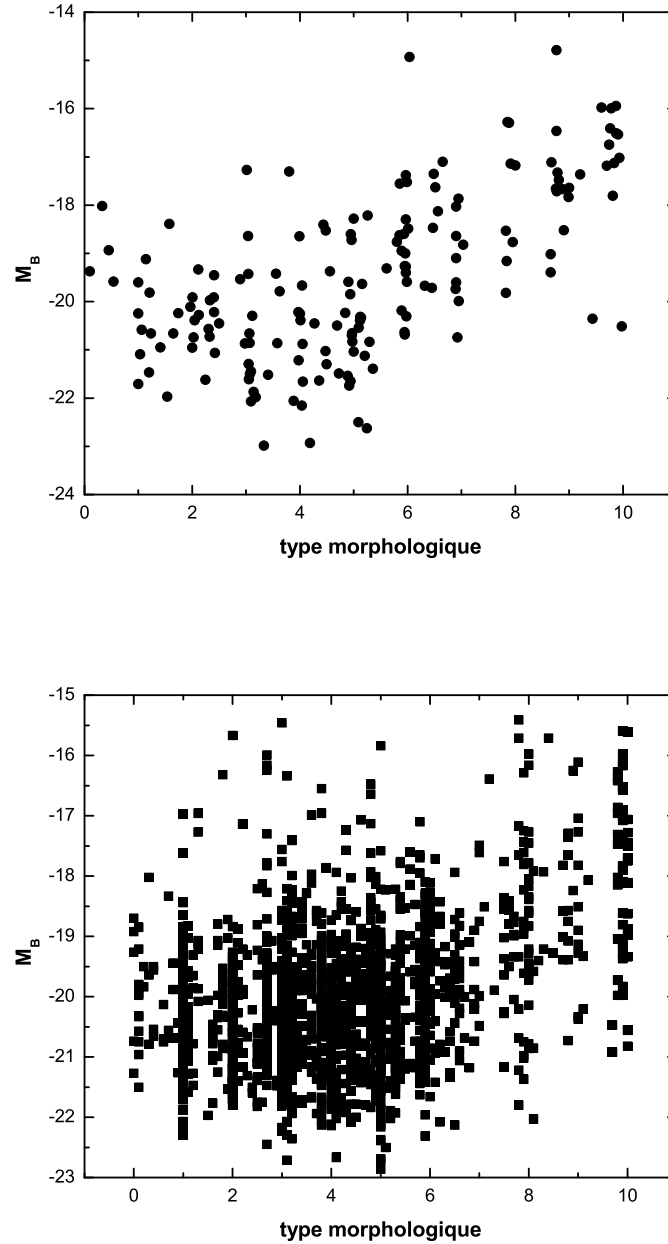


FIG. 1.1 – 1.1a : Chaque point représente une galaxie observée par GHASP dans le plan magnitude-type morphologique. Ces données prennent en compte toutes les missions qui eurent lieu jusqu'au printemps 2003. 1.1b : L'ensemble des galaxies répondant aux critères d'observations définis pour GHASP dans le même plan que ci-dessus pour lesquelles simultanément la magnitude et le type sont connus soit 1867 points (d'après une recherche effectuée grâce à la base de données LEDA).

mag \ type	0.5-1.5	1.5-2.5	2.5-3.5	3.5-4.5	4.5-6.5	6.5-7.5	7.5-8.5	8.5-9.5	9.5-10.
22-20	0,25	0,16	0,85	0,24	0,87	0,64	0,23	0,23	0,41
20-19	0,001	0,61	0,53	0,82	0,77				
19-18					0,001	0,71	0,53	0,63	0,96
18-14					0,98				

FIG. 1.2 – Résultats du test de K-S appliqué à l'ensemble de l'échantillon GHASP et des galaxies répondant à nos critères d'observation. Les résultats sont présentés sous forme de cases qui représentent une portion du plan magnitude-type. Le test nécessitant un certain nombre de points pour être fiable, ceci explique les différences de taille entre les cases. Les nombres correspondent à la probabilité que l'échantillon GHASP ne soit pas représentatif de l'échantillon LEDA.

veut obtenir une distribution précise de la matière noire. En étudiant un échantillon préliminaire de 19 galaxies naines (Amram & Garrido, 2002, en annexe) observées également en radio (Swaters, 1999), nous avons montré que la correction du beam-smearing entraîne dans 2/3 des cas une surestimation de la quantité de matière lumineuse ou plus précisément du rapport masse/luminosité du disque amenant ainsi à une détermination erronée des paramètres du halo. La valeur de la densité centrale de matière noire étant fortement contrainte par la pente interne des courbes de rotation, il est impératif d'utiliser des données cinématiques à haute-résolution telles que les nôtres qui atteignent une résolution spatiale de 2 arcsec et une précision en terme de vitesse de 5-10 km s<sup>-1</sup>. Le débat sur la forme des halos sombres oppose toujours un grand nombre de résultats issus des théories cosmologiques CDM (Cold Dark Matter) basées sur des simulations N-corps qui prédisent la présence de halos dits "cuspy" (pour lesquelles la densité centrale augmente quand le rayon diminue) aux résultats observationnels récents qui suggèrent que les halos de matière sombre sont dominés par un coeur avec une densité centrale constante.

Bien évidemment, ce travail de thèse s'est limité à certains de ces objectifs et il nous a été impossible de prendre en compte ici toutes les galaxies observées par GHASP étant donné le temps nécessaire au dépouillement des données. Sont donc présentées dans ce manuscrit un ensemble de données pour 96 galaxies observées durant les quatre

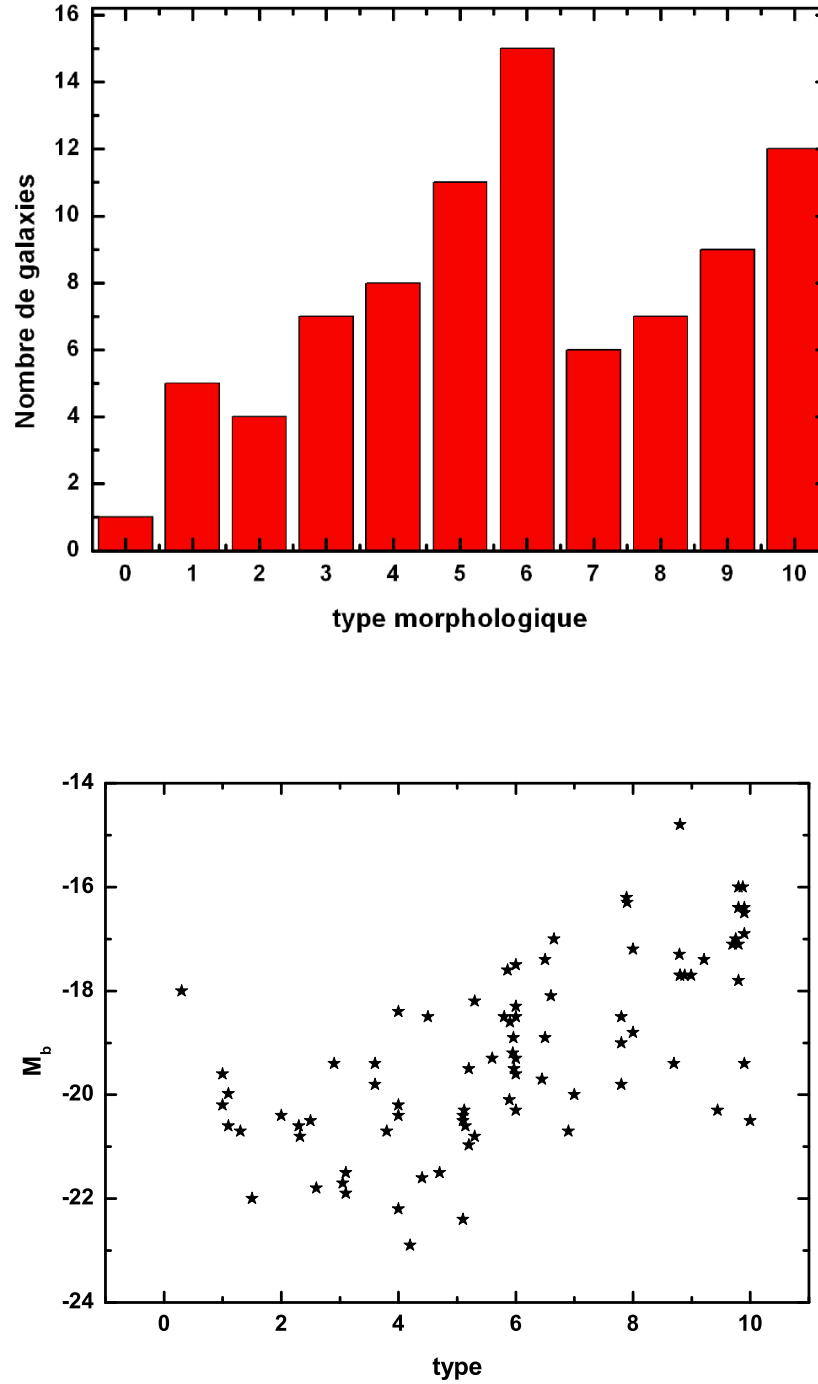


FIG. 1.3 – Haut : histogramme représentant le nombre de galaxies considérées dans cette thèse pour chaque type morphologique (suivant la classification de de Vaucouleurs, 1979). Bas : chaque point représente une galaxie présentée dans cette thèse (soit au total 84 galaxies pour lesquelles la magnitude et le type morphologique sont connus).

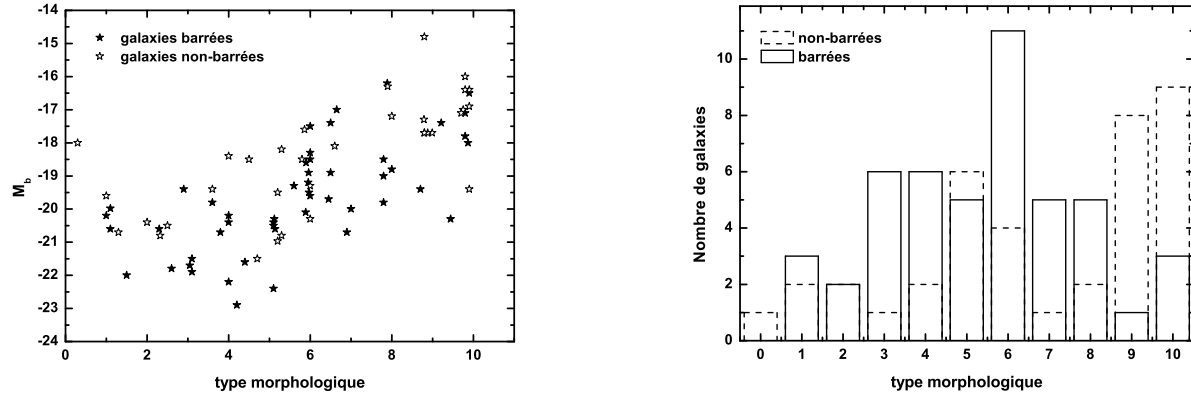


FIG. 1.4 – A gauche : chaque point représente une galaxie présentée dans cette thèse différenciée suivant qu’elle soit barrée ou non. A droite : histogramme représentant le nombre de galaxies présentées ici pour chaque type morphologique en fonction de la présence d’une barre ou pas (pour  $t=2$ , on a observé autant de galaxies avec une barre que sans).

premières années du programme et qui couvre de manière plutôt satisfaisante le plan ”magnitude-type morphologique” (Fig. 1.3). D’après les graphes 1.3, on constate que tous les types de galaxies sont représentés de façon équivalente avec un pic pour les galaxies de type Sc ( $t=5$  et  $t=6$ ). Sur la figure 1.4, on a distingué les galaxies barrées des galaxies non barrées dans le plan magnitude-type morphologique ; 59 des 96 galaxies sont des galaxies barrées et on constate qu’il n’y a pas de différence majeure au niveau de la répartition des points sur la figure de gauche ; par contre sur la figure de droite, on constate que quelque soit le type morphologique, on retrouve grosso-modo la proportion 1/3-2/3 excepté pour les galaxies de type irrégulière et magellanique qui sont majoritairement des galaxies sans barre.

Pour ce sous-échantillon de GHASP, nous avons étudié :

- les propriétés des courbes de rotation en fonction du type morphologique, de la luminosité : relation de Tully-Fisher, extension des données  $H\alpha$ , variation de la pente interne et externe, degrés d’asymétrie.
- la distribution de matière noire et lumineuse pour l’ensemble des galaxies pour lesquelles des données radio et photométriques étaient disponibles dans la littérature, soit un ensemble de 23 galaxies.

## 1.4 Bibliographie

**Amram P.**, Garrido O., **2002**, Astro-ph/0202475.

**Blais-Ouellette S.**, Amram P., Carignan C., **2001**, AJ, 121, 1952.

**Blais-Ouellette S.**, Carignan C., Amram P., Ct S., **1999**, AJ, 118,, 2123.

**de Blok W.**, Bosma A., **2002**, A&A, 385, 816.

**Evans N.W.**, **2001**, Astro-ph/0102082.

**Schommer R.A.**, Bothun G.D., Williams T.B., Mould J.R., **1993**, AJ, 105, 97.

**Swaters R.A.**, **1999**, Dark matter in late-type dwarf galaxies, Thesis,  
Rijksuniversiteit Groningen.

**de Vaucouleurs G.**, **1979**, ApJ, 2227, 380.

**site de LEDA** : <http://leda.univ-lyon1.fr/>

# CHAPITRE 2

## L'INSTRUMENTATION GHASP

---

### 2.1 Généralités

Le programme d'observation GHASP a compté ses premiers photons en Octobre 1998 avec pour but les objectifs scientifiques clairement établis dans le chapitre précédent. A chaque semestre, entre 12 et 15 nuits nous ont été attribuées sachant que le temps d'exposition moyen nécessaire pour observer une galaxie est d'approximativement 2 heures. Toutes les observations réalisées dans le cadre du programme d'observation GHASP se sont déroulées au foyer Cassegrain du télescope de 193cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

Les observations GHASP, comme toutes les observations réalisées avec un instrument de type CIGALE<sup>1</sup> (voir définition plus loin), se basent sur l'étude du décalage Doppler de la raie H $\alpha$  émise par les régions dites HII qui sont constituées d'hydrogène ionisé. Le rayonnement UV ( $\geq 13.6$  eV) émis par les étoiles les plus massives de type OB (Tsurf $\geq 30\,000^\circ$ ) ionise l'hydrogène interstellaire environnant. Les conditions de densité des régions HII (entre 10 et 10 000 atomes par cm<sup>3</sup>) permettent la recombinaison des protons et des électrons et donc l'émission de raies permises de différentes longueurs d'ondes telles que la série de Lyman, Balmer, Brackett...etc. La détection des régions HII à partir de l'étude de la raie H $\alpha$  à 6562.78 Å (transition spontanée d'un photon du niveau n=3 vers le niveau n=2) s'explique par l'intensité de cette raie (supérieure aux autres raies de l'hydrogène) et par sa faible absorption par le milieu intergalactique.

L'instrumentation GHASP, adaptée à l'étude cinématique de sources étendues et faiblement lumineuses, peut se résumer ainsi :

- un réducteur focal placé au foyer Cassegrain du télescope à l'intérieur duquel sont placés plusieurs éléments d'optique : une roue contenant 4 filtres interférentiels pour la sélection de la raie H $\alpha$ , une lampe à Néon pour la calibration, un collimateur, un Fabry-Perot à balayage et un objectif de chambre.

---

<sup>1</sup>pour CInématique des GALaxies

- une caméra à comptage de photon pour la détection du signal.
- un système de refroidissement pour le récepteur.
- un système informatique pour l'acquisition des données.

Dans les paragraphes suivants, nous allons énumérer la fonction et la constitution globale des divers éléments qui constituent cet instrument.

## 2.2 Le réducteur focal

Le réducteur focal comprend une lentille de champ, un collimateur, un interféromètre de Fabry-Perot, un objectif et un récepteur (à strictement parler, le Fabry-Perot et le détecteur constituent le spectromètre et ne font pas partie du réducteur focal). Placé au foyer Cassegrain du télescope, il permet de réduire la focale du télescope et donc de diminuer le rapport d'ouverture  $F/D$  (Courtès, 1966 & 1972 ; Geyer et al., 1979 ; Debi Prasad, 1994). Ceci a deux conséquences : d'une part le champ observé est plus large, d'autre part le pouvoir de détection des sources étendues faibles par le télescope est accru puisque l'intensité lumineuse sur le détecteur est inversement proportionnelle au carré de la distance focale. La contre-partie est une perte en résolution spatiale.

Les divers éléments optiques situés à l'intérieur du réducteur focal ainsi que le trajet des rayons lumineux issus du miroir secondaire sont schématiquement illustrés par la figure 2.1a. La lentille de champ est une lentille convergente placée au foyer du télescope qui donne du télescope une image pupillaire qui se reforme sur l'interféromètre de Fabry-Perot (FP par la suite), qui est ainsi uniformément éclairé pour tous les points du champ. La lentille de champ rabat les rayons marginaux issus du bord du champ vers le FP. Les rayons issus d'un même point du plan focal du télescope, donc du même point de la galaxie, ressortent parallèles entre eux à la sortie du collimateur (de focale 357mm) et éclairent le FP sous la même incidence, ainsi toute la surface utile du FP est utilisée. A la sortie du FP, les anneaux d'interférence se forment à l'infini, il est donc nécessaire de placer un objectif (de focale 90mm) à cet endroit afin de reformer l'image sur la face d'entrée du récepteur. Finalement, le rapport d'ouverture est ramené à  $F/3.9$  (au lieu de  $F/15$  au foyer Cassegrain du télescope de 1.93m de l'OHP)).

## 2.3 Les filtres interférentiels

L'utilisation de filtres interférentiels permet de sélectionner une bande étroite (typiquement entre 10 et 20 Å) centrée sur la raie observée. Ils permettent de limiter la contamination du signal de la galaxie par le continuum et par les raies parasites



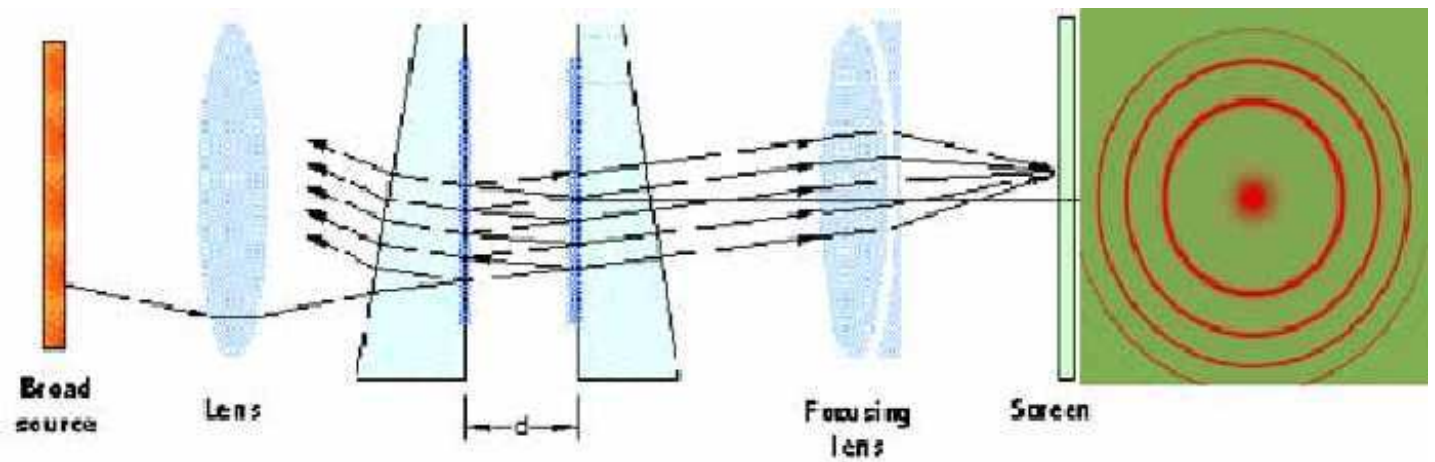
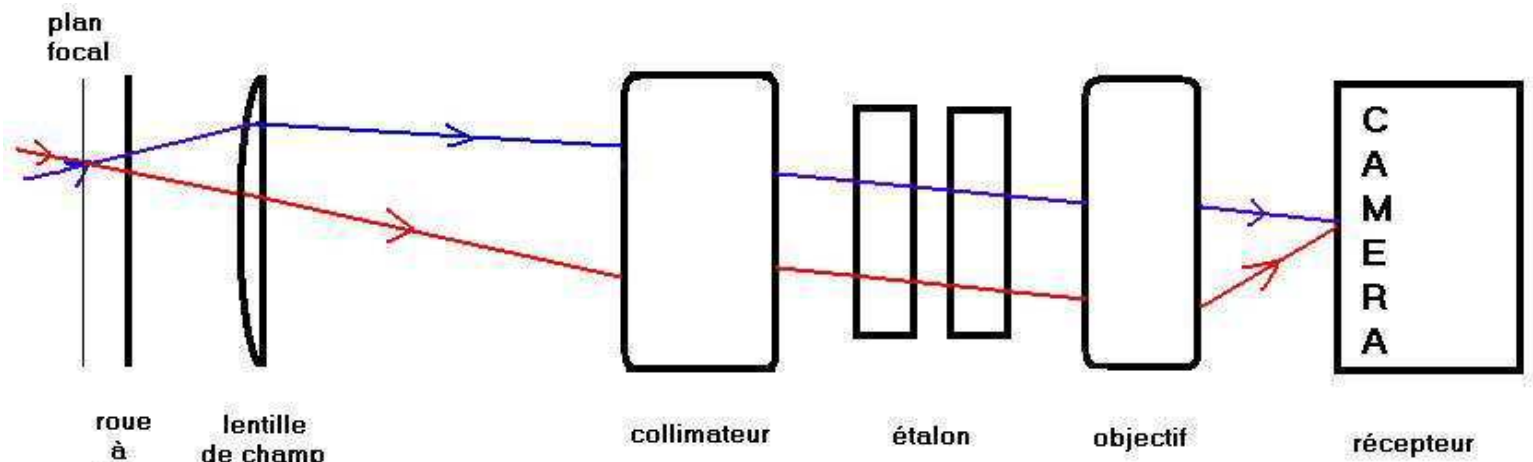


FIG. 2.1 – Fig.2.1a : Schéma du réducteur focal utilisé par GHASP monté au foyer Cassegrain du 193cm et trajet des rayons issus du miroir secondaire. Fig.2.1b : Trajet des rayons à l'intérieur de l'étalon.

du ciel nocturne (raies de OH principalement). Les filtres sont des étalons de FP de très bas ordre, mais leur bande passante reste plus large que la bande passante du FP, donc en ajoutant un FP, il en résulte un pouvoir de détection monochromatique plus important (Fig. 2.2b) puisque le flux continuum transmis par le FP est inférieur à celui transmis par le filtre interférentiel (Amram, 1991 ; Blais-Ouellette, 2000). Les filtres sont positionnés dans une roue qui contient 4 filtres et qui est asservie par un système électromécanique au moyen d'une raquette permettant des changements pratiques et immédiats d'une observation à l'autre, ceci évitant de dépointer le télescope entre l'étalonnage et l'observation. A partir de Septembre 2002, une nouvelle série de filtres de 75mm a été acquise avec l'avantage majeur de ne plus couper les bords du champ comme précédemment avec les filtres de 50mm, et qui, de plus, nous ont permis d'observer des galaxies avec une vitesse systémique allant jusqu'à 8000 km/s.

Le choix d'un filtre repose sur sa longueur d'onde centrale qui doit être le plus proche possible du décalage en longueur d'onde de la galaxie. Dans de très rares cas, l'amplitude en longueur d'onde de la galaxie observée est supérieure à la bande passante du filtre et il est alors nécessaire de faire 2 poses avec 2 filtres interférentiels. Les caractéristiques des filtres données par les constructeurs ne correspondent pas directement aux conditions d'observations (elles correspondent en général à une incidence perpendiculaire et une température de 20°C) et il faut aussi tenir compte de l'incidence du faisceau (1.4° dans le cas de nos observations), de l'ouverture du faisceau et de la température ambiante (la bande passante se décale vers le bleu typiquement de 0.18 Å, quand la température diminue de 1°C). Par ailleurs, on prend soin d'orienter les filtres avec la face la plus réfléchissante tournée vers le ciel afin de limiter les reflets d'objets brillants dans le champ. Ces reflets se produisent à la suite de la réflexion sur le filtre de la lumière réfléchie par le FP dont la face d'entrée est elle-même réfléchissante. Y. Georgelin (1970) a largement étudié l'origine et les conséquences de ces reflets, notamment dans le cas de montages utilisant un réducteur focal. Il a montré que le reflet d'une région très lumineuse se produit symétriquement par rapport au centre des anneaux d'interférence et que la vitesse de cette région-reflet est la même que celle de la région reflétée. Nous avons pris soin de décentrer le champ lorsque c'était nécessaire pour éviter que les reflets d'étoiles brillantes ne se superposent à l'image de la galaxie observée, expliquant pourquoi, pour certaines images, la galaxie n'est pas au centre du champ.

## 2.4 L'étalonnage

Chaque observation est débutée et terminée par un étalonnage (ceci permet de repérer l'apparition d'un problème quelconque durant les observations comme un dérèglement).

du FP par exemple) qui permet, a posteriori, de calibrer les données en fixant l'origine en longueur d'onde pour chaque pixel. L'étalonnage permet de mesurer la fonction d'appareil puisqu'il est la réponse de l'instrument à un rayonnement uniforme, étendu et monochromatique. L'étalonnage se déroule dans les mêmes conditions que les observations : on pointe tout d'abord la galaxie avec le télescope avant de débiter la calibration. Tous les étalonnages ont été réalisés à partir de l'observation de la raie du Néon à 659.895nm ; pour cela, on intercale un miroir entre la lentille de champ et la roue à filtres (des atténuateurs, ou densités neutres, sont placés devant la lampe afin de réduire le flux et donc d'éviter d'endommager le récepteur). L'étalonnage nous fournit un ensemble d'anneaux de référence qui permettra par la suite d'établir une carte de phase (voir chapitre Réduction). L'intérêt de la lampe à Néon est sa grande stabilité en terme d'intensité ce qui n'est pas le cas de la lampe à Hydrogène (une modification de l'intensité d'un canal à l'autre affecterait la reconstitution du profil de la raie). Le fait d'étalonner avec une raie de longueur d'onde légèrement différente de la raie observée entraîne un biais dans la valeur de nos vitesses étant donné que le comportement du Fabry-Perot dépend de la longueur d'onde ; on reparlera de ce phénomène plus longuement au chapitre suivant. Les galaxies observées par GHASP ont des vitesses systémiques qui varient entre -200 et 8 000 km/s et donc une calibration rigoureuse aurait nécessité une raie précise pour chaque galaxie. La solution la plus simple est donc d'étalonner le décalage en vitesse de la raie observée par rapport à une raie de référence (voir chapitre suivant).

## 2.5 Le Fabry-Perot à balayage

### 2.5.1 Un peu d'histoire...

L'interféromètre de FP (1896) est constitué par deux lames de verre semi-réfléchissantes à faces parallèles, séparées par une lame d'air. Un faisceau de lumière parallèle traversant le FP forme une figure d'interférence avec des anneaux très fins (Fig. 2.1b). Les premières observations en FP sur le ciel eurent lieu en 1914 lorsque Buisson et al. observèrent la nébuleuse d'Orion à travers un interféromètre de FP monté sur le télescope de Foucault de 80cm à l'Observatoire de Marseille, obtenant ainsi des informations sur la cinématique du gaz ionisé. Une cinquantaine d'années plus tard, la technique fut reprise par G.Courtès qui put ainsi étudier les régions HII de notre galaxie puis d'autres galaxies. En 1984, J.Boulesteix et al. développent l'instrumentation Cigale<sup>2</sup> dont l'avancée majeure consiste à utiliser non-plus un étalon (FP dont la distance

---

<sup>2</sup>Cinématique des GALaxies

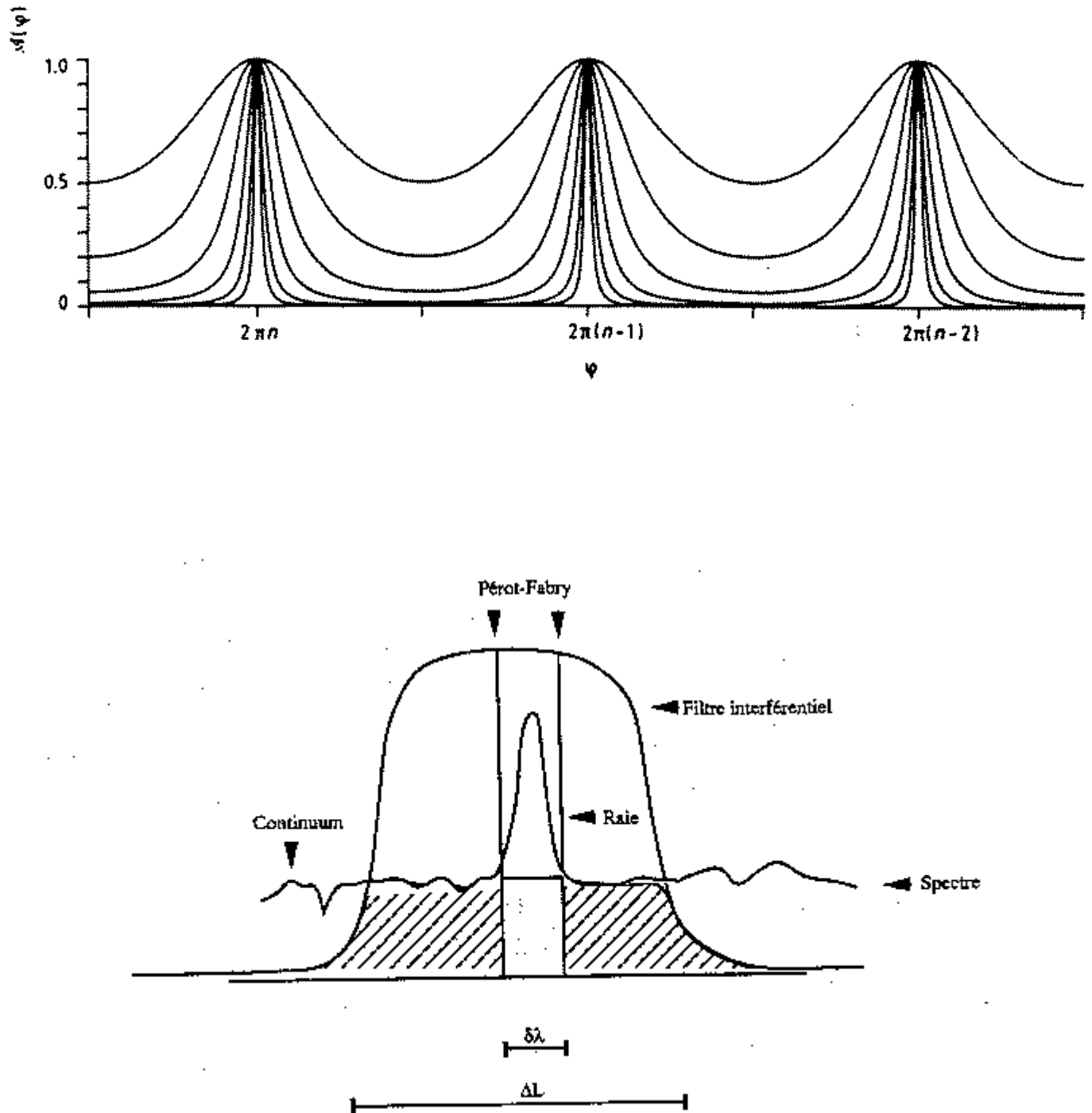


FIG. 2.2 – Fig. 2a : La fonction d’Airy pour différentes valeurs de la finesse effective (Amram, 1991) ; l’intervalle spectral libre (ISL) correspond à l’intervalle entre deux pics de la fonction d’Airy. Fig. 2b : Illustration du pouvoir de détection monochromatique par le doublet filtre-FP ; le flux continuum transmis par le FP est  $\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$  plus petit que celui transmis par le filtre.

entre les lames est fixe) mais un FP à balayage, permettant de mesurer la variation du flux en chaque pixel et non plus la position des franges. Depuis lors, les observations avec un interféromètre de FP à balayage sont devenues tradition dans l'équipe d'Interférométrie de l'Observatoire de Marseille : dès 1983, dans le cadre de la thèse de M. Marcelin, les premières observations tests de NGC 2903 sont réalisées au 3,60m du CFHT ; ensuite, F. Bonnarel (1983) réalise l'étude cinématique de NGC 6946 et cela ne sera que le commencement d'une longue pratique des observations en FP à balayage dans l'équipe d'Interferométrie (voir par exemple : Laval, 1987 ; Georgelin, 1987 ; Marcelin, 1987 ; Amram, 1991 ; Le Coarer, 1992 ; Plana, 1996 ; Russeil, 1998 ; Gach J.L., 2002). Cette nouvelle instrumentation a nécessité le développement d'un logiciel propre au dépouillement et à la visualisation de telles données, intitulé : ADHOC pour Analyse et Dépouillement Homogène des Observations Cigales réalisé par J. Boulesteix. En 1999 une version interfacée qui fonctionne sous environnement Windows est développée par J. Boulesteix (ADHOCw) et intègre régulièrement de nouvelles mises à jour. Les différentes étapes de la réduction des données GHASP utilisent ce logiciel (N.B. il existe également un logiciel propre au dépouillement de telles données créé par E. Le Coarer fonctionnant sous UNIX) et seront clairement explicitées dans le chapitre Réduction. Soulignons que le logiciel ADHOCw est largement utilisé dans le monde par une communauté d'observateurs en FP en constante croissance (en 2002, J. Boulesteix a évalué le nombre de publications basées sur des observations de type CIGALE et utilisant le logiciel ADHOC à 218).

### 2.5.2 L'étalon

Nous nous proposons de ne citer ici que les propriétés globales du FP et le lecteur se référera à l'ouvrage de Vaughan (1989) pour une étude plus approfondie. Un rayon lumineux pénétrant par une des lames du FP voit une fraction de sa lumière réfléchie entre les deux lames tandis que la fraction restante est réfractée par la seconde lame. Comme l'illustre la figure 2.2a, on obtient une interférence à ondes multiples déphasées de  $\phi$ . La phase est égale à :

$$\phi = \frac{2ne\cos i}{\lambda} 2\pi$$

où  $n$  est l'indice de l'air,  $e$  l'espace entre les 2 lames,  $i$  l'angle entre le rayon et la normale aux lames.

La phase sera identique pour les rayons lumineux dont le chemin optique parcouru entre les lames est un multiple entier de la longueur d'onde,  $p$  tel que  $p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  où  $\Delta\lambda$  est l'intervalle spectral libre ou interfrange (l'intervalle dans lequel il n'y a pas de

recouvrement en longueur d'onde). L'intensité transmise par un étalon vaut, dans le cas où l'absorption par les lames du FP est nulle (étalon parfait) :

$$I = \left( \frac{T}{1 - R} \right)^2 \Lambda$$

où T est le coefficient de transmission, R est le coefficient de réflexion et  $\Lambda$  est la fonction d'Airy qui est définie par :

$$\Lambda = \frac{1}{1 + \frac{4F_R^2}{\pi^2} \sin^2(\phi/2)}$$

avec  $F_R$ , la finesse spatiale de l'interféromètre.

I est maximale pour  $\lambda p = 2n$  e cosi, avec p entier, on parlera alors d'interférences constructives ; I est minimale pour  $\lambda k = 2n$  e cosi, avec k demi-entier, on parlera dans ce cas d'interférences destructives. Dans le cas d'une source monochromatique étendue, la phase, donc la fonction d'Airy, ne dépend plus que de l'angle d'incidence et la figure d'interférence produite est un ensemble d'anneaux concentriques (Fig 2.1b). On définit alors la finesse effective  $F_E$  :

$$F_E = \frac{ISL}{\delta\lambda}$$

où ISL est l'intervalle spectral libre et  $\delta\lambda$  est la résolution spectrale. La finesse effective dépend de la réflectivité, des défauts (écarts à la planéité, au parallélisme), de l'imagerie (pouvoir de séparation angulaire du récepteur). Au début de chaque nouvelle mission d'observation, on doit régler le parallélisme du FP ; pour cela on éclaire le FP avec une lumière uniforme et monochromatique, le réglage est bon quand l'aspect des anneaux ne varie pas lorsqu'on déplace l'oeil à la surface du FP dans un sens puis dans un autre perpendiculairement. On vérifie l'acuité du réglage du FP en mesurant la finesse, ou largeur à mi-hauteur du profil de la raie du Néon ; typiquement, elle vaut 12 dans le cas de nos observations (avec un FP d'ordre 793 à  $H\alpha$ ).

### 2.5.3 Le principe de l'interféromètre de FP à balayage

Le principe de base est de faire varier l'espace entre les deux lames sachant que cet écartement est proportionnel à la longueur d'onde observée pour une incidence donnée. Cet écartement est assuré par trois cales constituées d'empilements de matériaux piézo-électriques soumis à des hautes tensions de contrôle. C'est en agissant sur ces hautes tensions que l'électronique d'asservissement assure à la fois le maintien du parallélisme et le balayage de l'ISL. On contrôle l'espace entre les lames par un boîtier d'électronique

TAB. 2.1 – Caractéristiques du FP de GHASP à la longueur d'onde  $H\alpha$ 

ordre d'interférence pour la raie $H\alpha$	$p=793$
interfrange	$8.39\text{\AA}=377.94\text{ km/s}$
finesse	12
résolution spectrale	$0.7\text{\AA}=32\text{ km/s}$
nombre de pas	24
séquence de balayage	10s par canal x 24
pas de balayage	$0.35\text{\AA}=15.8\text{ km/s}$
résolution en vitesse	5 km/s

baptisé CS100 qui permet des déplacements très fins (0.1% de l'ISL). On peut considérer qu'un point-source de la galaxie est monochromatique, donc pour une épaisseur donnée de l'étalon on obtient des interférences constructives seulement pour certaines incidences ; en modifiant l'épaisseur entre les lames on reconstitue l'information spatiale dans sa totalité. On balaye l'ISL qui, dans le cas des observations GHASP, est de l'ordre de 0.84nm (voir tableau 2.1). On échantillonne donc le spectre en 24 canaux (un canal correspond à une épaisseur donnée entre les lames du FP) ce qui fournit donc 24 interférogrammes (voir Fig. 2.3). On reconstruit ensuite pour chaque pixel le spectre de la lumière émise par un point source. Afin d'isoler un seul ISL et éviter toute superposition de spectres d'ordres différents, on utilise un filtre interférentiel placé avant le FP qui sélectionne un intervalle de longueur d'onde au sein d'un seul ISL. En intégrant les 24 canaux, on obtient ainsi un cube de données  $(x,y,\lambda)$  sur l'ensemble du champ. Le FP est donc un spectromètre intégral de champ dont l'avantage est de reconstituer un profil en chaque pixel sur toute l'étendue de l'objet étudié (alors que les spectrographes à fente classiques ne donnent l'information spectrale que pour les points situés le long de la fente).

#### 2.5.4 Le CS 100

Dans ce paragraphe, on se limitera à la fonction première du CS100 : maintenir le parallélisme (avec une précision de l'ordre de 5nm) et l'espacement entre les lames grâce à un système de mesure de capacité (les lames de verre du FP se faisant face se comportent des pastilles métallisées qui constituent des capacités et permettent donc ce contrôle). Des informations détaillées sur le principe mécanique et électronique du CS100 sont disponibles dans les articles de Hicks et al. (1976), Reay (1995) et Atherton (1995) qui ont participé au développement de l'asservissement du FP à balayage (manufacturé par Queensgate Instruments Ltd, Londres).

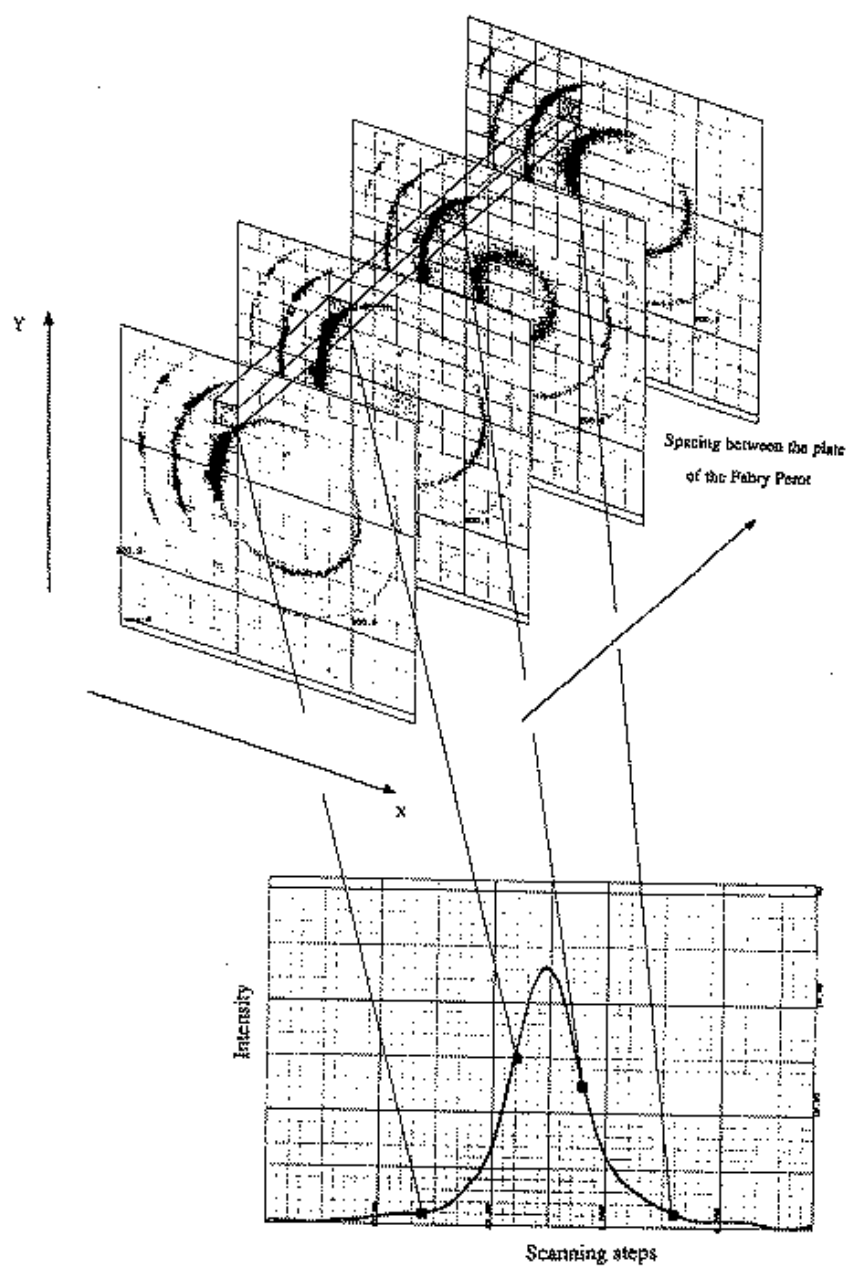


FIG. 2.3 – Représentation schématique d'une observation en FP à balayage (on n'a représenté que 4 interférogrammes au lieu des 24). En chaque pixel, on suit l'évolution de l'intensité canal après canal. Grâce à la carte de phase déduite de la calibration, l'origine en longueur d'onde est déterminée et on obtient donc, pour chaque pixel, un profil détaillé de la raie observée.



## 2.6 La caméra

### 2.6.1 le principe de fonctionnement

L'intérêt majeur de la caméra à comptage de photons (IPCS<sup>3</sup>) est l'absence de bruit de lecture (contrairement aux CCD, qui présentent par contre l'avantage d'avoir un plus grand rendement quantique). Cette qualité est essentielle lorsqu'on utilise un FP à balayage pour lequel on fait varier l'espace entre les lames toutes les 10 secondes, puisqu'on réalise des poses élémentaires de cette durée. Il est donc nécessaire d'utiliser un détecteur à bruit de lecture nul (sinon le bruit de lecture se retrouve ajouté autant de fois qu'on a de poses élémentaires pour un canal donné, soit typiquement 30 fois pour les poses de GHASP). On peut envisager de faire des poses plus longues pour chaque canal mais alors les conditions de transparence du ciel pourront être très différentes entre les premiers et les derniers canaux (ne serait-ce que du fait du changement de masse d'air, indépendamment du problème de météo) et le profil de la raie sera biaisé. Bland & Tully (1989) ont comparé les performances des CCD et des IPCS et ont montré que le choix d'un CCD devient avantageux à faible flux dès lors que le temps de pose par canal atteint environ 4 mn. L'utilisation d'un CCD dans le cadre de nos observations n'est donc pas le choix optimal car le bruit de lecture (même faible) qui affecte les CCD devient un problème incontournable lorsque les flux mesurés sont de faible intensité et que le nombre de cycle est grand. En effet, en négligeant le bruit thermique, on a au bout de  $m$  cycles :

$$\frac{S}{B_m} = \frac{\frac{2N}{n}}{\sqrt{\frac{2N}{n} + nm\sigma^2}}$$

où  $N$  est le nombre de photons collectés par pixel durant la pose,  $\sigma$  le bruit de lecture en  $e^-$ ,  $n$  le nombre de canaux et  $m$  le nombre de cycles. Dans le cas d'une caméra à comptage de photons pour laquelle  $\sigma$  est nulle, l'expression devient indépendante du nombre de cycles et se réduit à :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{\frac{2N}{n}}$$

On voit bien que, à faibles flux, plus le nombre de cycles réalisés est grand, plus l'avantage de l'IPCS sur le CCD est important en terme de rapport signal sur bruit. Tous les avantages d'un IPCS sur un CCD sont clairement explicités et illustrés dans l'article de Gach et al. (2002) donné en annexe.

---

<sup>3</sup>pour Image Photon Counting System

### 2.6.2 Les deux récepteurs utilisés

L'instrumentation GHASP a sans cesse été améliorée en terme de sensibilité de détection grâce aux développements de récepteurs effectués par J. Boulesteix, O. Boissin, J.L. Gach et O. Hernandez. Les premières missions, qui ont eurent lieu d'Octobre 98 à Mars 2000, ont utilisé une caméra de première génération bien moins performante que celle développée pour les missions suivantes. Les différences notables entre les deux caméras sont :

- initialement, une image de 256x256 pixels avec pour chaque pixel une taille de 0.96 arcsec<sup>2</sup> ; une image de 512x512 pixels ensuite, et une taille de pixel de 0.68 arcsec (notons que la résolution spatiale atteinte est en fait limitée par le seeing à l'OHP qui varie typiquement entre 1.7 et 3 arcsec). La taille du champ est donc passée de 4'x4' à 5.8'x5.8').

- un rendement quantique multiplié par 5 entre les deux caméras pour atteindre un taux de 26.5% grâce à l'utilisation d'une photocathode AsGa (Arséniure de Gallium).

- un système de refroidissement plus performant qui utilise un tube à vortex de Ranque-Hilsh (Gach et al., 2002) qui a fortement réduit le bruit thermique (la nouvelle caméra est refroidie à -20°C). Pour être précis, deux IPCS à photocathode AsGa ont été utilisés, la première caméra (utilisée d'Octobre 1998 à Mars 2000) avait un rendement quantique légèrement inférieur et une sensibilité plus faible au niveau de la photocathode mais surtout le fâcheux défaut de produire des effluves visibles sur le bord du champ (probablement dues à un défaut d'isolation électrique).

### 2.6.3 Le premier récepteur

La première caméra à comptage de photons utilisée pour les observations GHASP a été développée à la fin des années 70, par une collaboration entre le LAS, l'OM et l'OHP. Une série de caméras avait alors été produite pour équiper notamment, l'OHP, l'OM et le CFHT. Ces caméras, munies de photocathodes de type S20ER<sup>4</sup> avaient un rendement quantique de l'ordre de 5% (à H $\alpha$ ). Les électrons produits au niveau de la photocathode étaient accélérés dans un premier tube-image par un champ électrique avec une THT de l'ordre de 10000V, et multipliés dans une galette de microcanaux (avec un facteur d'amplification de l'ordre de 10<sup>6</sup> à 10<sup>7</sup>, nécessaire pour faire du comptage de photons). Ils venaient ensuite frapper un écran phosphorescent sur lequel ils se reconvertaient donc en lumière. Un tube vidéo de type Nocticon était couplé par fibres optiques, au premier tube, et une nouvelle conversion des photons en électrons

---

<sup>4</sup>ER pour étendue vers le rouge

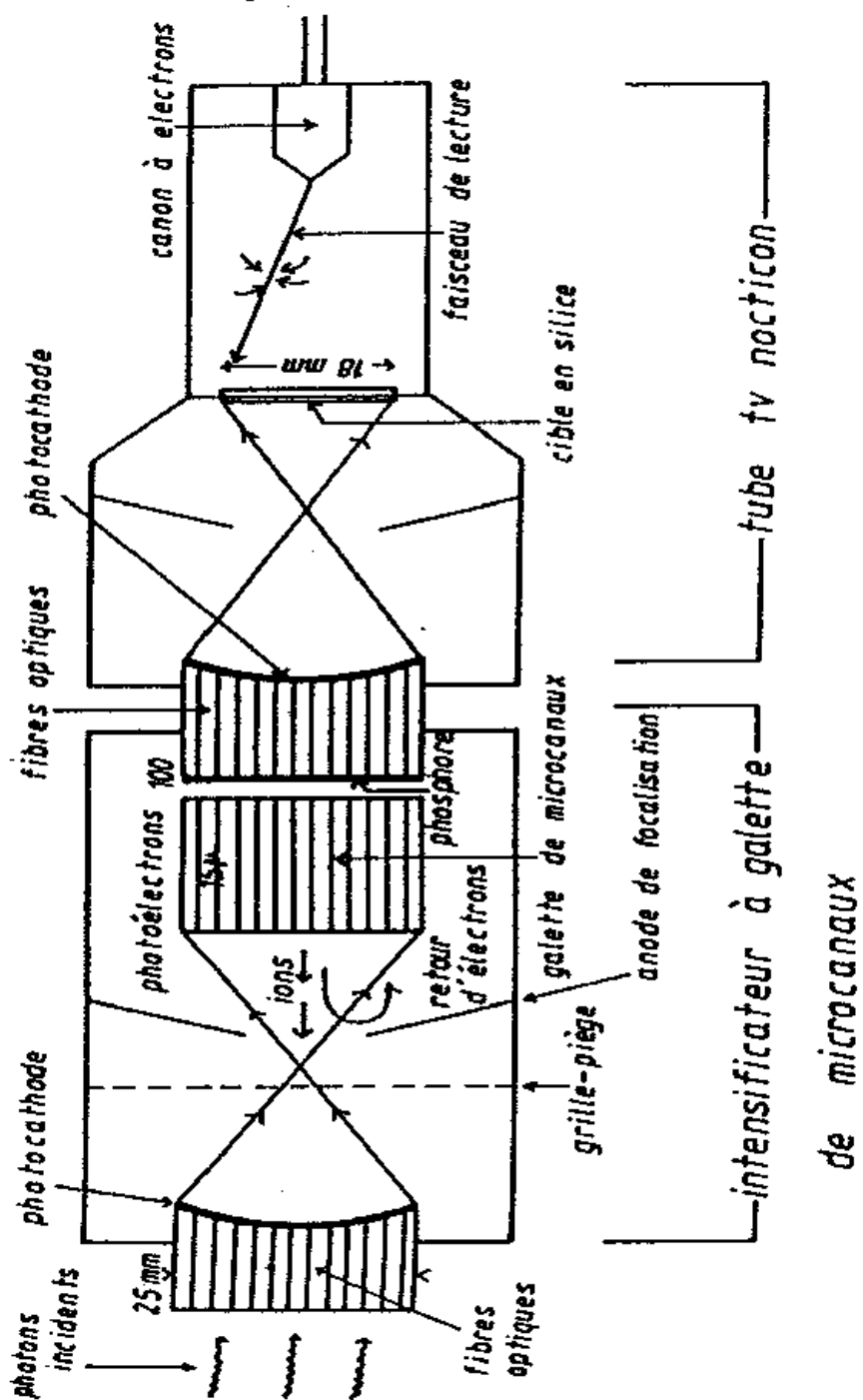


FIG. 2.4 – Schéma de principe de la première caméra à comptage de photons.

y était effectuée (Fig.4). L'image finale était alors formée sur une cible au Silicium où un pinceau électronique venait lire le relief de charge accumulé. Il n'y avait donc pas de pixel physique, et la moindre dérive du pinceau de balayage assurant la lecture finale amenait à un décalage de l'image. L'électronique de balayage était placée dans un boîtier thermostaté pour éviter cette dérive mais la qualité d'image restait bien inférieure à celle des caméras actuelles. De plus, la tache image formée par les charges résultant de la détection d'un photon était assez grosse (typiquement 50 à 200  $\mu\text{m}$ ) et il fallait un système de calcul du centre des taches en temps réel assez sophistiqué. Ce système était entièrement câblé, les calculateurs de l'époque n'étant pas assez rapides pour ce type d'application. On trouvera plus de détails dans la thèse de V.Cenalmor (1978) pour la partie technique et dans la thèse de J. Boulesteix (1979) pour l'utilisation astrophysique.

#### 2.6.4 Le second récepteur

Toutes les informations techniques et les performances (ainsi que des résultats observationnels) concernant notre caméra de dernière génération ainsi que le système de refroidissement et d'acquisition sont expliquées dans l'article de Gach et al. (2002) disponible en annexe : "Fabry Perot observations using a new GaAs photon counting system". Notons qu'une caméra en tout point similaire à la nôtre (puisqu'elles ont été développées en collaboration étroite entre nos deux laboratoires) est utilisée au télescope du Mont Mégantic par une équipe de l'Université de Montréal; des informations sur leur projet sont disponibles sur le site internet :

<http://www.astro.umontreal.ca/fantommm>

## 2.7 Bibliographie

- Amram P.**, 1991, Thèse, Université de Provence.
- Amram P.**, Boulesteix J., Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., Laval A., Le Coarer E., Marcelin M., Rosado M., 1991, *Le Messenger*, p44.
- Atherton P.D.**, 1995, *ASP71*, p50.
- Blais-Ouellette S.**, 2000, Thèse, Université de Provence.
- Bland J.**, Tully R.B., 1989, *AJ*, 98, 723.
- Bonnarel F.**, 1983, Thèse, Université de Provence.
- Boulesteix J.**, Georgelin Y., Marcelin M., Monnet G., 1984, *SPIE*, 445, 37.
- Boulesteix J.**, 1979, Thèse, Université de Provence.
- Buisson H.**, Fabry C., Bourget H., 1914, *ApJ*, 40, 241.

**Cenalmor V.**, 1978, Thèse, Université de Provence.

**Courtès, G.**, 1972, *Vistas Astr*, 14, 81.

**Courtès, G.**, 1966, *IAUS*, 27, 37.

**Debi Prasad C.**, 1994, *BASI*, 22, 331.

**Gach J.L.**, Hernandez O., Boulesteix J., Amram P., Boissin O., Carignan C., Garrido O., Marcelin M., Ostlin G., Plana H., Rampazzo R., 2002, *PASP*, 114, 1043.

**Georgelin Y.M.**, Boulesteix J., Georgelin Y.P., Laval A., Marcelin M., 1987, *A&A*, 174, 257.

**Georgelin Y.P.**, 1970, *A&A*, 9, 441.

**Geyer E.H.**, Hoffmann M., Nelles B., 1979, *A&A*, 80, 248.

**Hicks T.R.**, Reay N.K., Stepheas C.L., 1976, *A&A*, 51, 367.

**Laval A.**, Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., 1987, *A&A*, 179, 101.

**Le Coarer E.**, 1992, Thèse, Université de Provence.

**Marcelin M.**, 1983, Thèse, Université de Provence.

**Marcelin M.**, Le Coarer E., Boulesteix J., Georgelin Y., Monnet G., 1987, *A&A*, 179, 101.

**Plana H.**, 1996, Thèse, Université de Provence.

**Reay N.K.**, Pietraszinski K.A.R.B., Hicks T.R., 1995, *ASP71*, p60.

**Russeil D.**, 1998, Thèse, Université de Provence.

**Vaughan J.M.**, 1989, *The Fabry-Perot Interferometer*, Eds the Adams Hilger series on optics and optoelectronics.

# CHAPITRE 3

## LA RÉDUCTION DES DONNÉES

---

Toutes les données observationnelles récoltées dans le cadre du programme GHASP ont été réduites avec le logiciel ADHOCw développé par J. Boulesteix. Nous nous proposons, après un récapitulatif sur l'origine de l'émission du rayonnement  $H\alpha$ , de suivre la procédure de réduction adoptée en énumérant systématiquement la fonction du logiciel utilisée entre parenthèses. A partir des 24 interférogrammes, le logiciel ADHOCw va nous permettre d'obtenir une carte monochromatique, une carte continuum, une série de cartes en longueur d'onde et un champ de vitesses. L'analyse du champ de vitesses nous permettra de déduire les différents paramètres cinématiques ainsi qu'une courbe de rotation.

### 3.1 Origine du rayonnement $H\alpha$

#### 3.1.1 Caractéristiques générales

Le rayonnement UV d'énergie supérieure à 13.6 eV émis par les étoiles les plus massives ionise la matière interstellaire environnante. Ces régions d'hydrogène ionisé, qui contiennent également des ions  $He^+$  (P.I<sup>1</sup>=54.4 eV),  $O^+$  (13.6 eV),  $O^{++}$  (35,1 eV),  $N^+$  (14.5 eV),  $S^+$  (10.4 eV),  $S^{++}$  (23.3 eV) en plus faibles proportions, sont appelées régions HII. Ces régions HII se situent principalement dans les bras spiraux, lieu de passage des ondes de densité spirale qui compressent le gaz moléculaire provoquant ainsi l'effondrement des nuages moléculaires et donc la formation de proto-étoiles ; ce sont donc de bons traceurs de la structure spirale et de la formation stellaire récente. Les étoiles excitatrices, de type OB, ont une température effective (température du corps noir qui rayonnerait globalement la même énergie) comprise entre 25 000 et 50 000 K, une masse supérieure à  $10M_{\odot}$ , et une durée de vie inférieure à  $10^7$  ans. Les régions HII observables ont une faible densité électronique (quelques électrons par  $cm^3$ ) et une masse pouvant aller jusqu'à  $10^4M_{\odot}$ , une dimension de l'ordre de la centaine de parsecs et une température électronique de 10 000 K (température d'agitation des électrons). Le milieu environnant ces régions HII étant froid (100 K), ces nébuleuses sont en expansion

---

<sup>1</sup>pour Potentiel de Ionisation

à une vitesse de l'ordre de la dizaine de km/s. Il existe également des régions HII ultra-compactes ( d'une dimension de l'ordre de 0.1 pc pour une masse moyenne de  $0.1M_{\odot}$  et une densité de l'ordre de  $10^3 \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$ ), enfouies au sein des nuages moléculaires, qui représentent la première phase d'une région HII et qui sont observables seulement en radio ou en IR. A l'intérieur des régions HII, les protons et les électrons se recombinent pour former un atome dans un état excité qui va redescendre sur l'état fondamental par transitions spontanées en émettant toute une série de photons de longueurs d'onde différentes, notamment la raie  $H\alpha$ . L'émission  $H\alpha$  que nous détectons provient d'une part de ces régions HII mais aussi d'une autre source : l'émission diffuse.

### 3.1.2 Le gaz diffus ionisé

Le gaz diffus ionisé (GDI ensuite) est reconnu comme étant un constituant majeur du milieu interstellaire depuis les travaux de Kulkarni & Heiles, 1988, et de Reynolds, 1990 et avait été mis en évidence dès 1971 par Monnet dans les régions inter-bras. Les caractéristiques physiques de ce milieu sont aujourd'hui connues : avec une densité de l'ordre de  $0.1 \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , le GDI se présente sous forme de filaments, boucles ou coquilles, notamment au sein du halo. Mais l'origine de l'ionisation et les processus de chauffage du GDI ne sont pas encore clairement expliqués. La photoionisation du GDI par les photons UV qui s'échappent des régions HII est probablement le processus essentiel (Comte & Monnet, 1974; Dettmar, 1998), mais d'autres processus doivent être invoqués pour expliquer certaines caractéristiques spectrales de l'émission diffuse (comme l'implication du champ magnétique, Birk & Lesch, 1998; la chute de neutrinos, Sciama, 1991, la phase de refroidissement du phénomène de la fontaine galactique, l'énergie cinétique produite par les chocs comme les supernovae). Les régions de GDI se trouvant à des distances supérieures au kpc des étoiles OB, cela nécessite que les photons ionisants puissent traverser le milieu interstellaire ce qui est réalisable dans le cas d'une répartition non-homogène des nuages qui entraîne une certaine porosité du milieu interstellaire (Dove & Shull, 1994). L'émission de ce milieu représente entre 25 et 50% de l'émission  $H\alpha$  totale (Ferguson et al., 1996).

## 3.2 Avant toute chose...les préliminaires

La première étape (fonction A01 de ADHOCw) consiste à remplir un fichier de paramètres (.adp) absolument nécessaire pour la suite des opérations. Il contient diverses informations comme :

- Le nom de la galaxie.
- Les dimensions du cube de données x, y, z = 256, 256, 24 pour les missions d'Octobre

98 à Mars 00 ; 512, 512, 24 ensuite.

-L'ordre d'interférence du FP pour une longueur d'onde donnée, en l'occurrence 793 à  $H\alpha$ .

-La longueur d'onde de la raie de calibration (6598,953Å).

-La longueur d'onde de balayage de la galaxie qui correspond en Angstroems au décalage par rapport à la raie  $H\alpha$  de la vitesse d'éloignement de la galaxie (avec un décalage pour 45.7 km/s de 1Å).

-La vitesse d'éloignement de la galaxie, dite vitesse systémique, qui permet au programme de déterminer le bon ordre d'interfrange puisqu'avec un FP les valeurs de longueur d'onde sont connues modulo l'ISL.

Ensuite, on calcule la correction héliocentrique (vitesse de la Terre autour du Soleil, fonction A03) à partir de la position de la galaxie lors de son observation. Cette correction sera appliquée à chaque vitesse calculée en chaque pixel.

### 3.3 La carte de phase

Les étalonnages servent à calibrer en longueur d'onde les observations : ils permettent d'associer à chaque épaisseur de la lame d'air une longueur d'onde et donc de placer l'origine du spectre pour chaque pixel. Chaque observation est étalonnée avec la raie fine du Néon à 6598.95 Å, choisie pour sa stabilité qui ne modifie pas le profil de la raie durant le balayage. Cette longueur d'onde correspond rarement au décalage de la galaxie (les galaxies observées ont des vitesses systémiques allant de -100 à 10000 km s<sup>-1</sup> ce qui donne un décalage de 6561 à 6762 Å pour la raie  $H\alpha$ ). A partir des anneaux d'étalonnage, on calcule la carte de phase à 2 dimensions (fonction C01) qui fournit pour chaque pixel le canal pour lequel l'intensité de la figure d'interférence est maximale.

Le problème majeur qui affecte la réponse d'un FP est le décalage de phase à la réflexion. Le changement de phase lors de la réflexion d'une onde plane sur des couches métalliques est un phénomène connu depuis 1887 (Wiener). Depuis 1950, les FP ne sont plus constitués par des couches métalliques mais par des couches multidiélectriques, néanmoins, le problème du déphasage demeure. En effet, une lame de FP consiste en un empilement de miroirs semi-transparentes espacés permettant d'obtenir un facteur de réflexion élevé ; chaque couche est le lieu de réflexions successives et se comporte donc comme un FP élémentaire. Pour obtenir un décalage de 0 ou  $2\pi$  entre l'onde incidente et résultante, l'épaisseur des couches doit être égale à  $\lambda/4$ . Chaque FP est donc réalisé pour un  $\lambda$  donné et toute utilisation à un  $\lambda_0$  différent entraînera un déphasage.

Le décalage de phase introduit par la réflexion d'une onde par chaque couche est



un phénomène complexe (voir thèse de E. Le Coarer, 1992, pour des explications théoriques détaillées) qui dépend aussi des matériaux constituant les multicouches, des défauts d'épaisseur des couches, de la variation de l'indice des couches avec la longueur d'onde, ...etc. Théoriquement, la formule de Kramers-Krönig établit une relation entre le déphasage à la réflexion et la réflectivité. En 1990, L. Segretain lors d'un stage à l'Observatoire de Marseille a étudié le décalage de phase avec des raies spectrales. Il a ainsi obtenu des mesures précises du décalage en fonction de la longueur d'onde pour un FP de même ordre que le nôtre. On devrait donc pouvoir estimer la correction à apporter aux vitesses radiales et dans ce sens nous avons mesuré la différence entre la vitesse systémique disponible dans la base de données LEDA<sup>2</sup> (on a choisi la vitesse systémique moyennée à partir des différentes valeurs de vitesse obtenues en optique et en radio, pondérée par les erreurs sur ces mesures) et celle déduite de notre courbe de rotation ; cette différence a été tracée en fonction de la longueur d'onde de balayage (Fig. 3.1). Il est clair qu'une tendance apparaît, qui va dans le sens attendu. Si on exécute une régression linéaire, on trouve comme relation :

$$V_{GHASP} - V_{LEDA} = a + b\lambda_{balayage}$$

avec  $a = -1908.8 \pm 224.5$

et  $b = 0.29 \pm 0.03$

La différence entre les deux vitesses s'annule pour 6582Å, alors que théoriquement elle devrait s'annuler pour la longueur d'onde de calibration soit 6598.95Å. La dispersion des données sur le graphe est importante et l'on voit que concrètement il n'est pas possible de corriger nos vitesses systémiques. En fait la correction que l'on doit apporter est du même ordre que l'incertitude qui affecte les valeurs trouvées dans la littérature. Notons cependant que les vitesses relatives sont exactes et que nos courbes de rotation ne sont pas affectées par cet effet de correction de phase, par contre nos vitesses systémiques ne peuvent servir de référence.

### 3.4 Les petits problèmes affectant les observations

Les caméras à comptage de photons n'étant pratiquement pas sensibles aux rayons cosmiques (particules relativistes chargées électriquement dont l'énergie varie entre  $10^7$  et  $10^{21}$  eV et qui percutent le récepteur en permanence) puisque nous ne mesurons pas un flux en chaque pixel mais un nombre de photons, nous n'avons pas eu besoin

---

<sup>2</sup>Lyon Extragalactic DAtabase

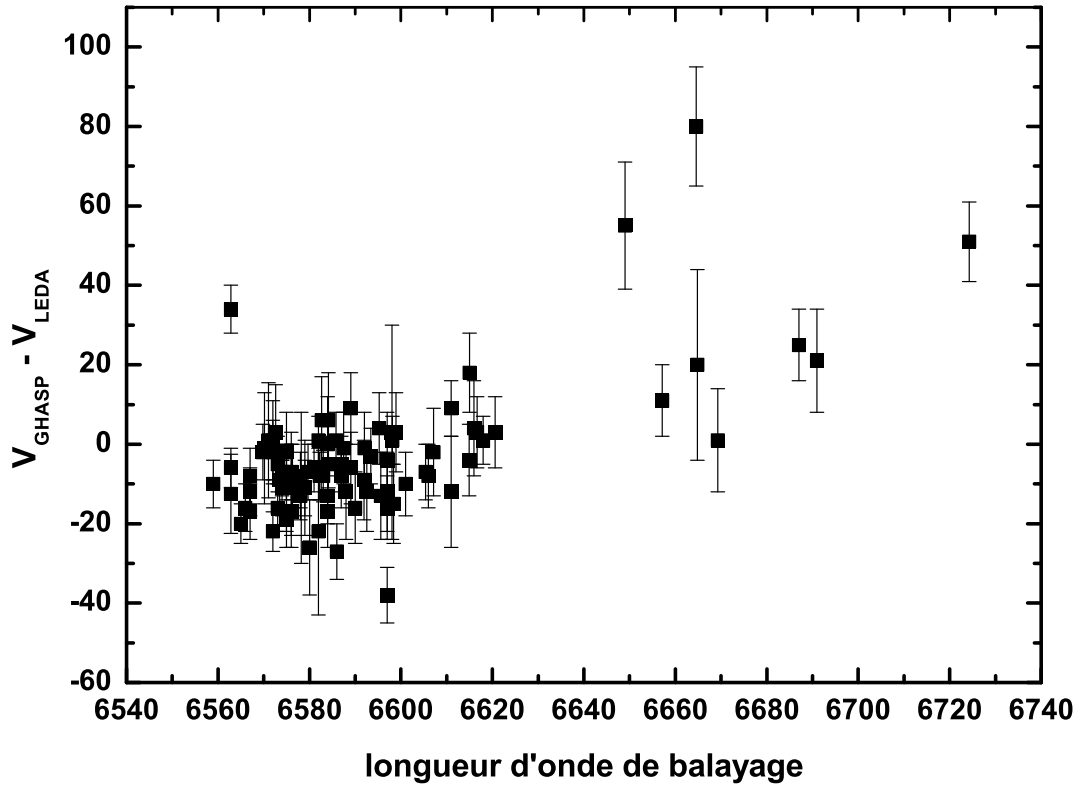


FIG. 3.1 – Relation entre la longueur d'onde de balayage en Å (qui correspond à la vitesse systémique de la galaxie) et le décalage entre la vitesse GHASP et la vitesse donnée dans la littérature (qui correspond à la moyenne des vitesses systémiques obtenues à différentes longueurs d'onde, pondérée par les erreurs sur les vitesses). Les barres d'erreur sont calculées en tenant compte de l'erreur sur nos vitesses et de l'erreur sur les vitesses données dans la base LEDA

de recourir à une procédure les éliminant (un rayon cosmique, si intense soit-il, n'est vu que comme un seul et unique photon parasite). Par contre, la caméra à comptage de photons utilisée lors des premières missions était affectée par des problèmes de rémanence et d'effluves.

Le phénomène de rémanence provient de la qualité de l'écran de "phosphore" (qui reconvertit les photoélectrons en photons) que l'on emploie. Initialement, on employait un écran de "phosphore 20" qui, après une impulsion, émettait encore 20% de l'énergie initiale après 5ms tandis que la nouvelle caméra est équipée d'un écran de "phosphore 43" qui émet 0.1% de l'intensité initiale après 5ms (Fig. 3.2a). Etant donné qu'on réalise 40 images élémentaires par seconde, la nouvelle caméra n'est pas affectée par le problème de rémanence (Gach et al., 2002). Le phénomène de rémanence de certains photons d'une image à l'autre est pris en compte et traité lors de la réduction par le logiciel ADHOCw : lorsqu'un photon présent sur une image est aussi présent sur l'image précédente au même endroit alors il n'est pas pris en compte. Il y a, bien sûr, un risque d'éliminer un photon correspondant à du signal véritable, mais ce risque reste faible compte tenu des niveaux de lumière auxquels on travaille.

Le problème d'effluves est dû à une mauvaise isolation électrique du tube à comptage et à des décharges électriques parasites qui entraînent la production de centaines de photons affectant l'ensemble de l'image. Là encore, ce phénomène est pris en compte et éliminé lors de la réduction : le nombre de photons est évalué pour chaque image (40 images par secondes) ce qui permet d'évaluer un nombre moyen d'événements par image et donc, dans le cas d'images affectées par les effluves, le nombre de photons sera bien supérieur à ce taux moyen, et l'image ne sera pas prise en compte. Cette correction n'élimine que les décharges les plus importantes, les effluves affectant l'intégralité des images sous forme de bruit, mêlé au continuum.

Nos observations ne sont pas affectées par les variations de transparence du ciel (humidité, masse d'air, nuages, lune) puisque typiquement l'absence de bruit de lecture de l'IPCS autorise des poses très courtes (de 10s) pour chaque épaisseur du FP et nous répétons le cycle entier du balayage des 24 canaux environ 30 fois. Ensuite, les 30 poses élémentaires sont additionnées pour chaque canal et ainsi les 24 canaux auront été soumis en moyenne aux mêmes conditions de transparence.

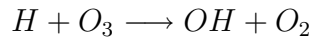
Les images fournies par GHASP ne sont généralement pas corrigées par des "flat-fields" qui permettent de corriger en chaque pixel de la réponse du filtre interférentiel et du récepteur (des flats ont été réalisés pour chacun de nos filtres en éclairant d'une lumière continuum le dôme de la coupole). En effet, toutes les mesures tirées des observations GHASP sont d'ordre cinématique et ne reposent donc pas sur une estimation du flux  $H\alpha$  mais sur la position de la raie  $H\alpha$ . Cette correction n'a donc aucune nécessité

dans le cadre de ce travail tout comme la correction du bruit instrumental puisque le profil de la raie  $H\alpha$  est reconstitué en chaque pixel, et n'est donc pas affecté par des différences de réponse d'un pixel à l'autre. Par contre, nos observations sont fortement affectées par les raies du ciel nocturne qui font l'objet d'une soustraction particulière expliquée dans le paragraphe suivant.

### 3.5 La carte en longueur d'onde, soustraction des raies de OH et lissage des données

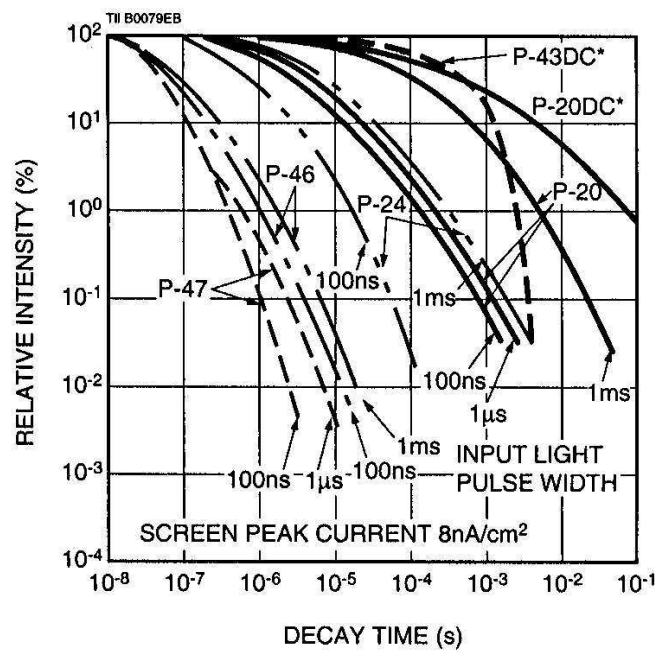
On intègre tous les canaux de chaque cycle (fonction E01) ce qui fournit un cube de données  $(x, y, \lambda)$ . A ce stade, on a reconstitué le profil de la raie mesurée en chaque pixel. On compare ensuite la position de la raie mesurée avec celle de la raie d'étalonnage pour chaque pixel et la différence nous renseigne sur la longueur d'onde de cette raie mesurée modulo l'interfrange ( $\pm n \times 8.39\text{\AA}$ ), d'où la nécessité de connaître la vitesse systémique de la galaxie. Ensuite, chaque profil est décalé de telle sorte que l'origine du spectre corresponde au même canal pour tous les pixels.

L'étape suivante consiste à soustraire les raies du ciel nocturne. Ces raies en émission sont majoritairement produites par les radicaux OH présents dans des couches atmosphériques d'une dizaine de km d'épaisseur situées à 87 km d'altitude (Rousselot et al., 1999) et créées par des réactions entre l'hydrogène et l'ozone :



Des raies en émission sont produites lors de transitions entre différents niveaux de rotation tels que  $\Delta v = 2$  à 5, dont l'intensité varie fortement spatialement et temporellement (typiquement, on observe des variations de 30% de l'intensité en un dizaine de minutes, voir site web de l'ESO) ce qui rend leur soustraction d'autant plus ardue. Actuellement, l'étude des raies de OH couvre le spectre de 0.4 à 2.25  $\mu\text{m}$  (Osterbrock et al., 1996, 1997, 1998 ; Rousselot et al., 1999). Les différentes raies du ciel nocturne polluant le spectre entre 6500 et 6700 $\text{\AA}$ , et qui affectent nos observations, sont répertoriées dans la Fig. 3.3.

On délimite ensuite des fenêtres vides d'étoiles et de régions HII autour de la galaxie ; il est aisé de reconnaître une raie de OH puisqu'elle tombera au même canal dans chaque zone (Fig. 3.2b). Ensuite, on somme ces diverses zones pour obtenir un profil que l'on soustrait au cube de données de la galaxie (fonction C04). Le problème est que ces raies ont un faible rapport S/B, il est donc nécessaire de faire attention lors de la soustraction de ces raies au risque d'obtenir des flux négatifs ; on procède donc par 3 étapes : au premier passage on soustrait la quantité  $1 - B/S \simeq 1 - 1/\sqrt{S}$  ; au second



★ Decay time obtained following to the continuous input light removal.

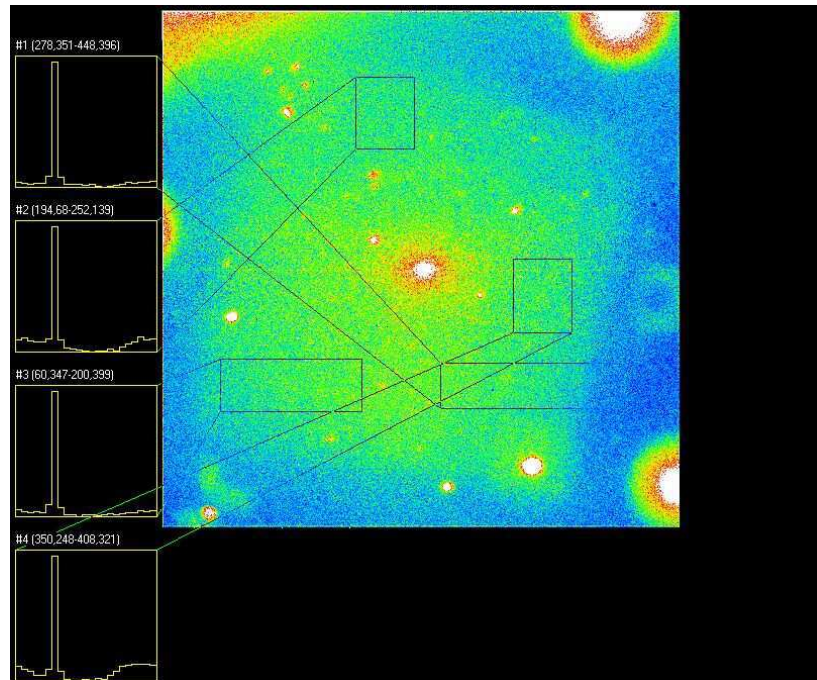


FIG. 3.2 – Fig. 3.2a : Temps de chute caractéristique des différents écrans de phosphore. La première caméra utilisait du phosphore 20 alors que la nouvelle utilise du phosphore 43 qui a un temps de chute beaucoup plus court. Le phosphore 43 a également l'avantage d'avoir son maximum en émission vers 550nm qui correspond au maximum d'efficacité du CCD. Fig.3.2b : Illustration de la soustraction des raies du ciel. On constate que la raie sommée dans chaque profil se situe toujours au même canal.

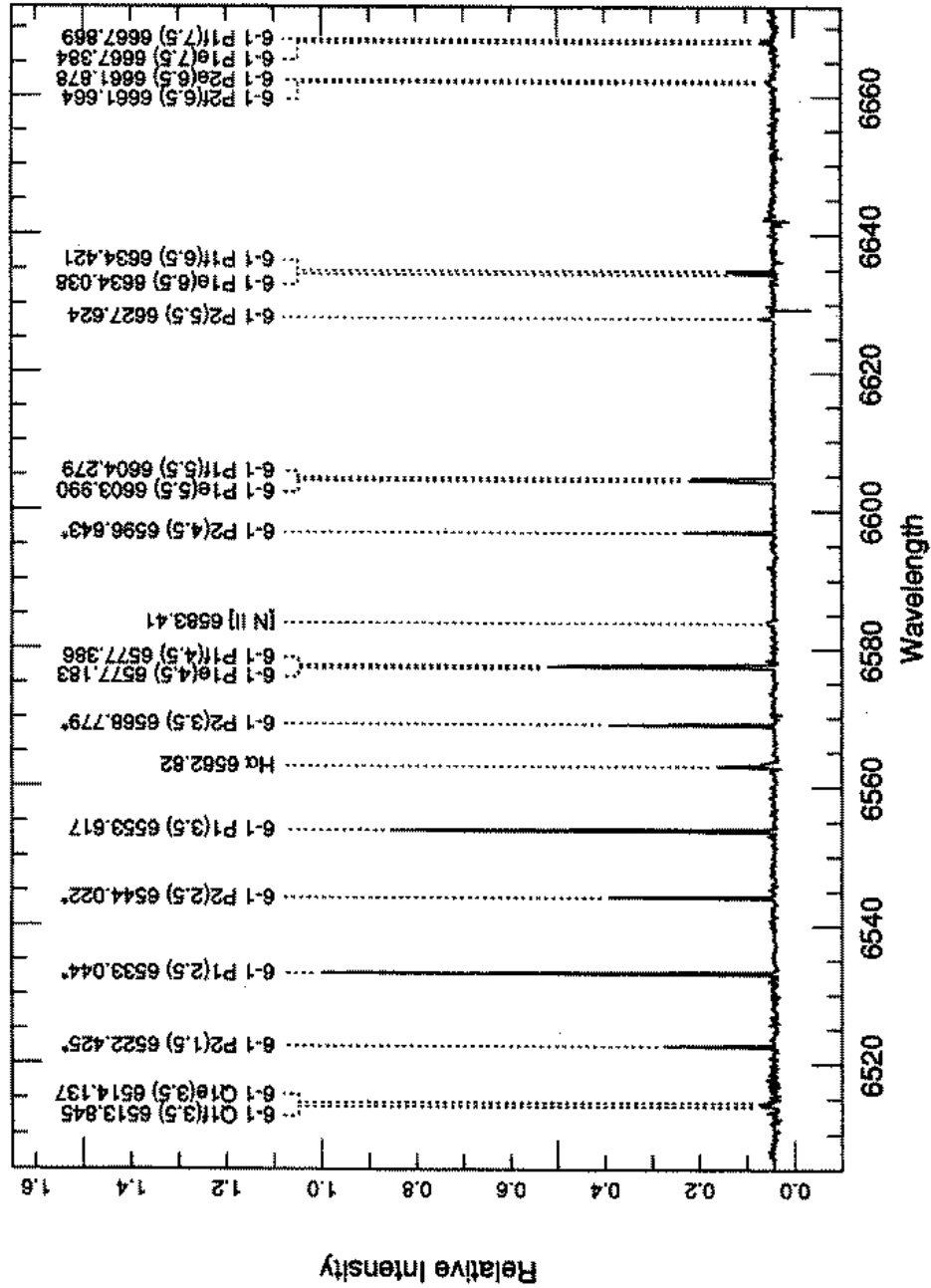


FIG. 3.3 – Spectre des raies du ciel nocturne obtenu à partir d'observations réalisées avec le spectromètre haute-résolution HIRES au télescope Keck de 10m (Osterbrock et al., 1996).

passage, on recommence en prenant comme valeur de  $S$  le résidu de la raie de OH et au troisième passage on soustrait complètement le résidu si résidu il y a. Pour des raisons "calculatoires" (voir l'aide du logiciel pour de plus amples informations) il est conseillé de soustraire les raies du ciel nocturne avant de lisser le cube de données.

Afin d'augmenter le rapport  $S/B$ , particulièrement dans les régions périphériques de la galaxie, un lissage gaussien spatial et spectral est réalisé sur 3 pixels. Ces lissages successifs n'affectent pas la résolution spatiale qui est limitée par le seeing à l'OHP et qui vaut entre 2 et 3 secondes d'arc environ ; comme la taille du pixel est de  $0.96''$  (puis  $0.68''$  avec la seconde caméra), on effectue donc un lissage spatial moyen sur  $3''$  (ou  $2.1''$  avec la seconde caméra), et un lissage spectral gaussien sur 7 canaux qui donne un poids de 10 au canal considéré puis respectivement un poids de 7.4, 2.9 et 0.6 aux canaux voisins suivants. Pour les galaxies dont l'émission  $H\alpha$  est réduite à quelques régions HII, on a lissé sur 5 pixels (voire plus) afin d'obtenir un rapport  $S/B$  suffisant. Le but du lissage est bien évidemment d'augmenter le rapport  $S/B$  sans rajouter du signal artificiellement dans certaines zones. Pour cela, on pratique un lissage gaussien qui distribue un poids maximal au pixel considéré et un poids plus petit aux pixels voisins, ainsi on n'introduit pas de signal pour les pixels pour lesquels le programme n'a pas calculé de vitesse. Par contre, il est évident que plus la galaxie est inclinée plus le lissage intègre une région plus grande, mais dans un souci d'homogénéité dans la réduction des données, on s'est toujours limité à un lissage de l'ordre du seeing.

### 3.6 Carte continuum et monochromatique

En chaque pixel, le profil reconstruit est constitué d'une part de rayonnement continu, et d'autre part d'émission monochromatique (le signal qui nous intéresse). On doit séparer ces 2 composantes et cette séparation se fait grâce à la fonction C03 qui, à partir du cube de données lissé et corrigé des raies du ciel nocturne, calcule une carte monochromatique, une carte continuum, une carte de vitesses et une carte de largeur de raie.

#### 3.6.1 Carte continuum

C'est tout d'abord l'émission continuum qui est déterminée ; l'émission monochromatique s'étend en moyenne sur 8 canaux. On mesure donc le continuum en moyennant le flux sur les canaux qui ne sont pas atteints par l'émission monochromatique. Typiquement, on ne considère que 3 canaux, ceux pour lesquels le flux global est le plus bas afin de s'assurer que l'on ne récolte pas du signal provenant de la raie  $H\alpha$ .

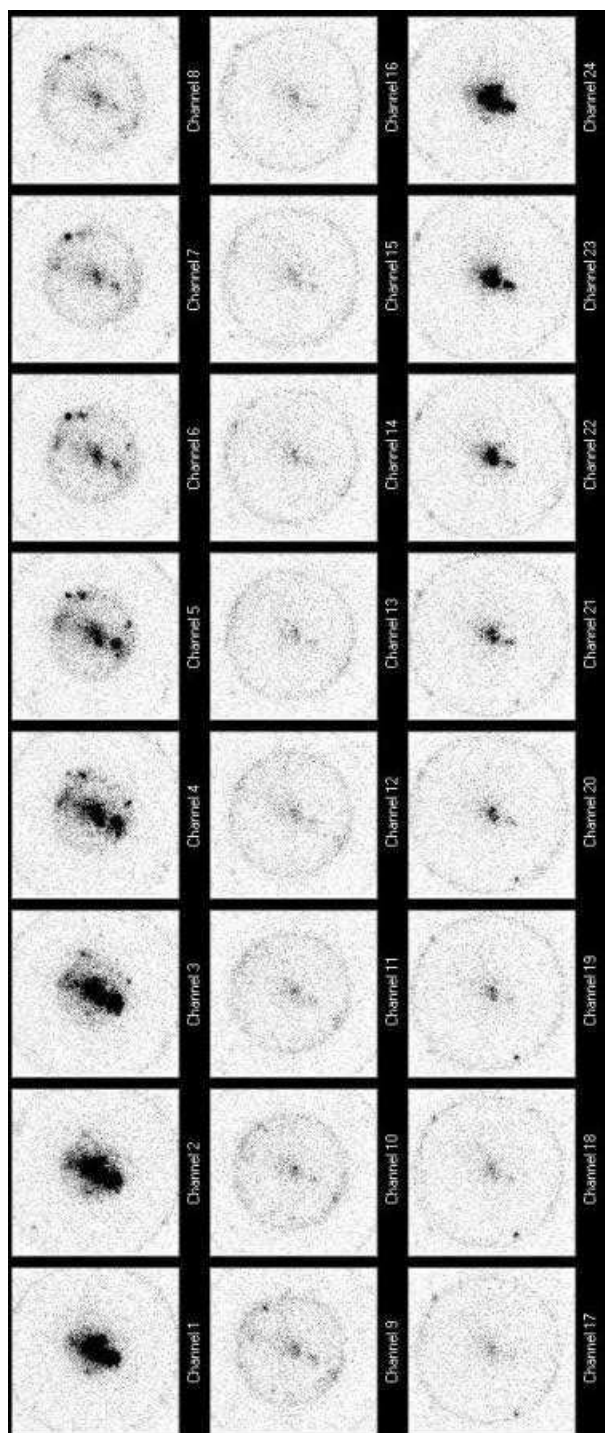


FIG. 3.4 – Exemple d'interférogrammes pollués par une raie du ciel nocturne qui apparaît sous la forme d'un anneau.



### 3.6.2 Carte monochromatique

Elle est déterminée en même temps que la carte de vitesses et de largeur de raie. Lorsqu'un profil de raie est déterminé, alors le flux monochromatique de cette raie est calculé en prenant pour origine le flux continuum additionné au bruit. La contre-partie étant que, dans les zones où l'émission continuum est intense (et supérieure à la valeur moyenne), comme par exemple dans les bulbes des spirales précoces, la soustraction du continuum sera insuffisante et l'émission monochromatique polluée par ce continuum. Bien sûr la mesure du flux monochromatique reste relative puisque nous ne calibrons pas nos données.

### 3.6.3 Profil et largeur de raie

Les profils sont mesurés à l'aide de la méthode par changement de pente. Le logiciel se place en un maximum du spectre puis il regarde si de part et d'autre du maximum il y a une inversion de la pente sur au moins 2 canaux ; si c'est le cas, il détermine alors le profil de la raie. Les profils mesurés ressemblent approximativement à une gaussienne (convolution de la fonction d'appareil, qui n'est autre que la fonction d'Airy, avec la raie en émission). A partir d'un profil, on mesure une vitesse grâce à la détermination du barycentre de la raie. La détermination de la vitesse sera correcte dans le cas d'un profil symétrique. Dans le cas de profils dissymétriques ou à multiples composantes, la vitesse calculée par mesure barycentrique peut être erronée et, dans ce cas, une estimation de la vitesse est effectuée manuellement grâce à une visée directe qui permet de repérer le maximum du profil de la raie principale. Ces dissymétries peuvent être d'origines diverses : lorsque la raie du ciel nocturne est très proche de la raie en émission et que son profil pollue celui de la raie  $H\alpha$ , alors lors de la soustraction de la raie de OH on risque d'éliminer du signal dans la raie  $H\alpha$ . La dissymétrie peut également être due à une forte inclinaison de la galaxie qui entraîne l'intégration de régions aux vitesses très différentes dans le même pixel. Dans le même temps, une fois qu'un profil a été mesuré, on détermine la largeur (en terme de nombre de canaux) du profil à mi-hauteur.

### 3.6.4 Calcul de la vitesse

Toutes les vitesses sont calculées à partir de la formule non-relativiste de Doppler-Fizeau :

$$\frac{\lambda_{mesure} - \lambda_{repos}}{\lambda_{repos}} = \frac{V_{sys}}{c}$$

où  $c$  est la célérité de la lumière,  $V_{sys}$  la vitesse systémique de la galaxie.

A partir de ces vitesses radiales (le long de la ligne de visée), on détermine la courbe

de rotation qui fournit la vitesse de rotation tangentielle en fonction de la distance au centre, ce qui n'est pas évident puisque les mouvements sont tridimensionnels et pas forcément limités à un disque en rotation. Soient  $i$ , l'angle du plan de la galaxie avec le plan du ciel,  $V_{sys}$  la vitesse systémique. En un point quelconque M de la galaxie  $(\rho, \theta, z)$  la vitesse radiale mesurée s'exprime par :

$$V_{rad} = V_{sys} + V_{\rho} \sin i \sin \theta + V_{\theta} \sin i \cos \theta + V_z \cos i$$

On néglige les mouvements radiaux (expansion ou contraction) et les mouvements perpendiculaires au plan de la galaxie devant les mouvements circulaires. Les mouvements en  $z$  sont de l'ordre d'une quinzaine de km/s pour une galaxie à disque classique ; les mouvements radiaux sont à peu près du même ordre mais souvent il apparaît sur le champ de vitesses que les mouvements non-circulaires ne sont plus négligeables notamment dans le cas de la présence de barres, de fusions ou pour les galaxies irrégulières dont la forme peut s'éloigner considérablement d'un disque. Il est évident que, lorsque de tels écarts à la rotation circulaire plane dominant, aucune courbe de rotation ne pourra être fournie et l'étude des mouvements du gaz se résumera à l'étude du champ de vitesses qui devra être ultérieurement modélisé pour permettre une compréhension approfondie des phénomènes physiques à l'origine de tels mouvements. Les cartes de vitesses à 2D sont des outils précieux pour l'étude des mouvements particuliers puisqu'elles décrivent les mouvements sur l'ensemble de la galaxie. Après hypothèses, la relation précédente s'écrit donc :

$$V_{rot} \simeq V_{\theta} = \frac{V_{rad} - V_{sys}}{\sin i \cos \theta}$$

où  $\theta$  est la coordonnée azimuthale dans le plan de la galaxie, mesurée à partir d'un axe de référence. Soient  $(O, R, \phi)$ , les coordonnées polaires du point M dans le plan du ciel faisant un angle  $i$  par rapport au plan de la galaxie. Les relations entre le plan du ciel et celui de la galaxie sont :

$$\tan \theta = \frac{\phi - \phi_o}{\cos i}$$

Pour calculer la courbe de rotation, on doit définir un certain nombre de paramètres cinématiques dont la détermination est plus ou moins certaine, l'idée étant toujours d'obtenir la courbe de rotation la plus symétrique possible (toujours dans l'hypothèse d'un potentiel à symétrie axiale, comme pour les mouvements circulaires). Tous ces paramètres sont déterminés par approximations successives en visualisant simultanément le champ de vitesses, sur lequel on superpose les lignes isovitesses, et la courbe de ro-

tation. Les paramètres qu'on détermine sont :

- La vitesse systémique, ou vitesse de fuite, de la galaxie qui correspond au mouvement global de la galaxie. Elle est connue à partir d'autres observations (souvent en spectrographe à fente) et disponible dans les bases de données comme NED ou LEDA. On part donc de cette valeur et on l'ajustera de telle sorte que les 2 côtés de la courbe se superposent. Comme cela a été expliqué précédemment, elle correspond rarement à la vitesse donnée dans la littérature, de par le phénomène de décalage de phase d'une part et du fait que les données existantes ne sont pas forcément assez précises d'autre part.

- Le centre de rotation. Habituellement, on part du noyau (lorsqu'il est visible sur l'image continuum) et on détermine au demi-pixel près le centre par approximations successives jusqu'à obtenir une courbe passant par 0 et la plus symétrique possible. Dans un certain nombre de cas, le noyau n'était pas visible ou inexistant alors plusieurs approches ont été utilisées comme l'utilisation d'images photométriques en bande R ou I pour localiser le centre du bulbe ou encore l'utilisation de nos cartes isovitesse (lorsque l'émission  $H\alpha$  est suffisamment étendue) puisque le centre de rotation se trouve à l'intersection du grand axe et du petit axe qui correspond à une isovitesse rectiligne. Chaque galaxie fait l'objet de commentaires qui expliquent comment a été obtenu ce centre. Notons que si dans la plupart des cas, le centre photométrique correspond au centre dynamique, parfois ce dernier est décalé.

- La position du grand axe cinématique. La position de cet axe s'appuie sur le fait qu'il doit être perpendiculaire au petit axe et que, dans le cas d'un champ de vitesses régulier, les isovitesse sont symétriques de part et d'autre de cet axe. Lorsqu'une barre est présente au centre de la galaxie (2/3 des galaxies sont barrées), le petit et le grand axe cinématique ne sont alors plus perpendiculaires et le grand axe est choisi comme reliant les vitesses minimales et maximales. De plus, une grande proportion des disques galactiques sont gauchis (environ la moitié) et souvent ces gauchissements affectent la partie optique du disque, dans ce cas l'angle du grand axe se modifie avec la distance au centre et l'angle de position est choisi de manière à symétriser les isovitesse dans les parties centrales. Le logiciel ADHOCw ne permet pas de corriger les courbes de rotation affectées par ces gauchissements (il faudrait alors calculer les 5 paramètres cinématiques pour chaque couronne et non pas sur l'ensemble des couronnes, méthode appliquée notamment sur les observations radio).

-L'inclinaison du disque galactique par rapport au plan du ciel. On part toujours du rapport d'axes photométriques puis on ajuste l'inclinaison en minimisant les barres d'erreurs quand cela est possible. Ce paramètre est clairement le moins contraint, avec une incertitude d'au moins  $5^\circ$ . Quand le manque d'émission ne nous permet pas de trancher clairement sur la valeur de l'inclinaison et que des données radio sont disponibles, alors l'inclinaison obtenue en radio est adoptée.

### 3.6.5 Tracé de la courbe

La courbe de rotation est tracée en considérant des couronnes d'une largeur de 4 à 5 pixels. Les barres d'erreurs sont calculées en mesurant la dispersion des vitesses au sein d'une couronne; on pourrait regretter que ces barres d'erreurs ne tiennent pas compte du taux de pixels occupés mais cela sous-entendrait que l'on accorderait moins de poids à une région seule qu'à une zone de gas diffus (une amélioration dans le calcul de la courbe de rotation serait de pondérer la contribution cinématique de chaque pixel en fonction de l'intensité de sa raie). On tient compte généralement des points autour d'un grand secteur autour du grand axe. Typiquement, en tenant compte de l'inclinaison de la galaxie, on prend un secteur d'angle de 40 à 60 degrés; on doit prendre garde à ne pas considérer les points proches du petit axe à cause de la formule de déprojection qui augmente considérablement la dispersion des mesures de vitesses. Un désavantage de notre méthode de calcul de la courbe de rotation est qu'elle ne tient pas compte du diagramme position-vitesse (on place chaque pixel dans un graphe selon sa position et sa vitesse radiale) qui permet de vérifier si la courbe de rotation adoptée passe par les régions les plus denses de ce graphe. Certaines observations (CO) se basent sur ce type de graphe pour déterminer la courbe de la rotation, graphe qui a le grand avantage d'être indépendant de l'inclinaison. Pour vérifier l'exactitude de nos paramètres cinématiques, on utilise par contre ce que l'on nomme les champs de vitesses résiduels (une mauvaise évaluation d'un paramètre entraîne un certain type de champ de vitesses résiduel comme l'a montré Warner, 1973, Fig. 3.5). La méthode des champs de vitesses résiduels consiste à supposer que les mouvements sont purement circulaires et donc à partir de la courbe de rotation et de la formule :

$$V_{rad} = V_{rot} \sin i \cos \theta + V_{sys}$$

on va calculer des vitesses radiales "idéales". Ce champ de vitesses radiales est ensuite soustrait au champ observé, ce qui permet de mettre en évidence les régions soumises à des mouvements non-circulaires.

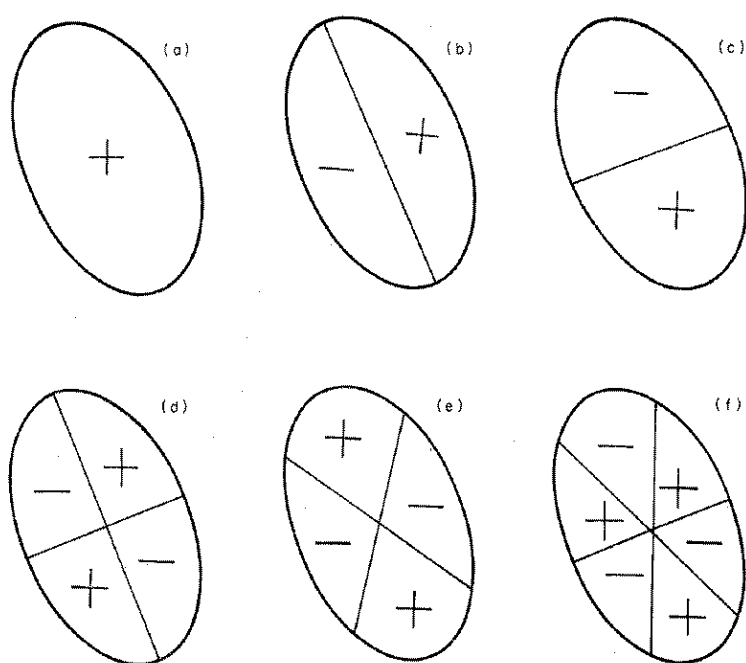


FIG. 3.5 – Impact de la modification d'un des paramètres cinématiques sur le champ de vitesses radiales résiduelles. Changement de : (a) la vitesse systémique ; (b) le grand axe cinématique ; (c) la courbe de rotation ; (d) le centre de rotation suivant le petit axe ; (e) le centre de rotation suivant le grand axe ; (f) l'inclinaison.

### 3.7 Bibliographie

- Birk G.T.**, Lesch H., Neukirch T., **1998**, MNRAS, 296, 165.
- Comte G.**, Monnet G., 1974, A&A, 33, 161.
- Dettmar R-J**, **1998**, LNP, 506, 527.
- Dove J.B.**, Shull J.M., **1994**, ApJ, 430, 222.
- Ferguson A.M.N.**, Wyse F.R.G., Gallagher J.S., Hunter D.A., **1996**, AJ, 111, 2265.
- Gach J.L.**, Hernandez O., Boulesteix J., Amram P., Boissin O., Carignan C., Garrido O., Marcelin M., Ostlin G., Plana H., Rampazzo R., **2002**, PASP, 114, 1043.
- Kulkarni S.R.**, Heiles C., **1988**, Galactic and extragalactic radioastronomy, p.95, eds. G.L. Verschuur, K.I. Kellermann, Springer.
- Le Coarer E.**, thèse de l'Université Paris VII, **1992**.
- Monnet G.**, 1971, A&A, 12, 379.
- Osterbrock D.E.**, Fulbright J.P., Cosby P., Barlow T., **1998**, PASP, 110, 1499.
- Osterbrock D.E.**, Fulbright J.P., Bida T., **1997**, PASP, 109, 614.
- Osterbrock D.E.**, Fulbright J.P., Martel A.R., Keane M.J., Trager S.C., Basri G., **1996**, PASP, 108, 277.
- Reynolds R.J.**, **1990**, IAU symposium 144.
- Rousselot P.**, **1999**, Lidman C., Cuby J-G, Moreels G., Monnet G., A&A, 354, 1134.
- Sciama D.W.**, Salucci P., **1991**, MNRAS, 247, 506.
- Warner P.J.**, Wright M.C.H., Baldwin J.E., **1973**, MNRAS, 163, 163.
- Site web de l'ESO** : [http ://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/espas/oh/](http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/espas/oh/)

# CHAPITRE 4

## ÉTUDE CINÉMATIQUE

---

Le présent chapitre est consacré à la présentation d'une partie des résultats obtenus par GHASP, soient 96 galaxies (sur 188 observées à cette date). Chaque galaxie fait l'objet de commentaires succincts. Les études réalisées dans cette thèse se placent dans un cadre statistique, des études particulières de galaxies individuelles feront l'objet de recherches plus détaillées comme par exemple l'étude et la quantification des mouvements non-circulaires en fonction de l'environnement.

### 4.1 Intérêts des champs à 2D

On peut légitimement se demander quel est l'intérêt d'obtenir un champ de vitesses à 2D pour déterminer la courbe de rotation, chose tout à fait réalisable en moins de temps avec des observations en spectrographe à fente longue. Si l'intérêt d'obtenir une carte de vitesses est clair dans le cas de l'étude de mouvements particuliers (comme ceux qui se déroulent lors de fusion de galaxies, de phénomènes de friction avec le milieu inter-galactique ou dans les galaxies barrées), par contre on se doit de justifier l'avantage de tenir compte du champ de vitesses global pour obtenir la courbe de rotation. L'avantage des données à 2D est justifié dans deux cas :

-Lorsque l'émission  $H\alpha$  est réduite à quelques régions HII disséminées le long des bras spiraux, ce qui est le cas de nombreuses galaxies spirales mais aussi irrégulières. Dans le cas d'un spectrographe, la courbe de rotation obtenue risque de ne pas être continue et, de plus, d'extension réduite si les régions HII situées le long de la fente sont près du centre. Par contre, avec un spectromètre intégral de champ, on intègre les données pour un large secteur d'angle autour du grand axe et on obtient une courbe plus complète comme l'illustre le cas de UGC 2080 pour laquelle on a tracé la courbe avec un secteur d'angle de  $50^\circ$  de chaque côté du grand axe (Garrido, 2002) puis de  $3^\circ$  afin de simuler une fente (Fig.4.1). Avec nos observations, on gagne en terme de distance puisque la courbe est tracée jusqu'à un rayon de  $121''$  contre  $112''$  en simulant la fente, soit un gain de 10%. De plus, avec des observations en spectrographe à fente longue, on aurait eu de l'information seulement à partir de  $30''$ , éliminant la possibilité de déterminer la pente interne de la courbe (qui est l'apport principal des courbes

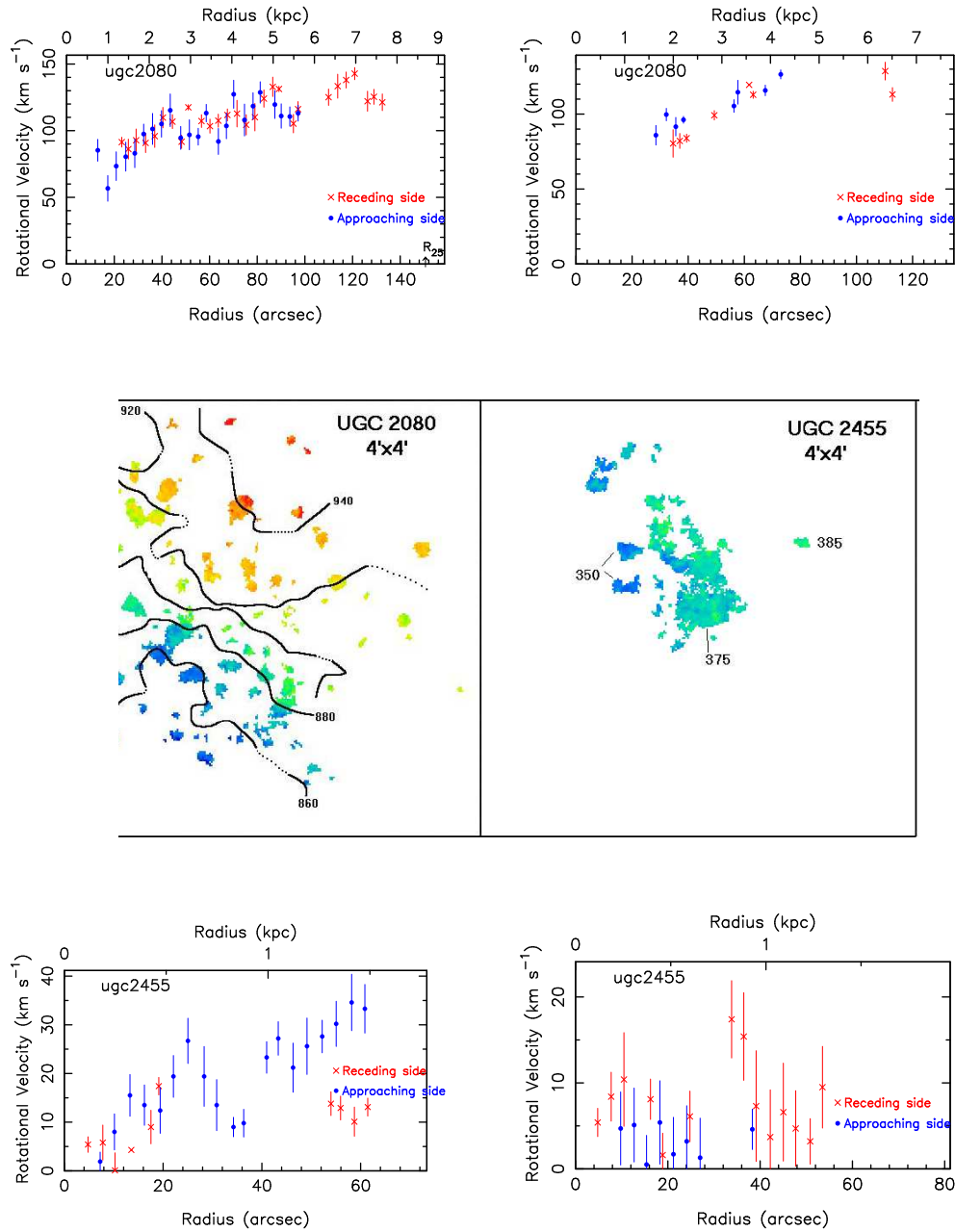


FIG. 4.1 – Exemples illustrant l’avantage de l’utilisation d’un FP à balayage sur un spectrographe à fente longue. En haut, à gauche : courbe de rotation pour UGC 2080 en prenant un secteur d’angle de 50° ; à droite : idem en simulant une fente. Au milieu, à gauche : carte monochromatique de UGC 2080 avec la superposition des lignes isovitesses ; à droite : idem pour UGC 2455. En bas, à gauche : courbe de rotation de UGC 2455 (en prenant un grand axe de 105° ; à droite : idem en prenant pour grand axe cinématique, le grand axe photométrique (45°).



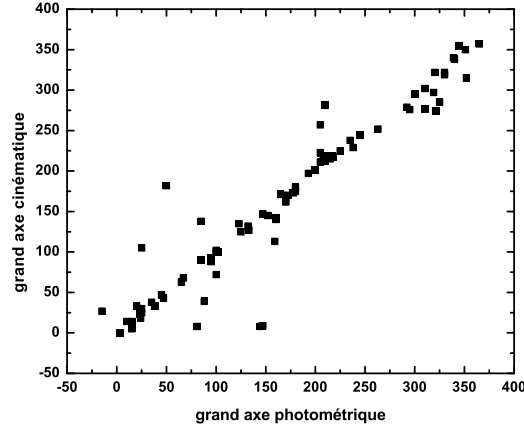


FIG. 4.2 – Variation du grand axe cinématique en fonction du grand axe photométrique.

obtenues en optique notamment pour l'étude de la distribution de matière).

-Lorsque le grand axe photométrique n'est pas confondu avec le grand axe cinématique (souvent cela concerne les galaxies ayant une forme générale de barre en optique). Comme les observations en spectrographe se font en plaçant la fente suivant cet axe photométrique, la courbe de rotation résultante sera faussée dans ce cas. Prenons l'exemple de UGC 2455 : le grand axe photométrique fait un angle de  $45^\circ$  avec une direction N-S tandis que nous avons déterminé un angle de  $105^\circ$  pour le grand axe cinématique (Garrido, 2002). Dans le cas d'observations avec une fente longue, le grand axe correspondrait presque au petit axe et la courbe de rotation obtenue resterait proche de zéro. Pour étayer cet argument, on a tracé la valeur du grand axe cinématique en fonction du grand axe photométrique (pris dans la base de données LEDA) ; on constate que dans la majorité des cas ces deux axes sont confondus puisqu'en moyenne :

$$pa_{photometrique} - pa_{cinematique} = 4^\circ \pm 34^\circ$$

mais la dispersion reste importante...et une erreur de quelques degrés peut entraîner l'éviction du vrai maximum.

Notons un problème souvent rencontré : prenons par exemple les travaux de Marquez et al. (2002) qui ont produit des courbes  $H\alpha$  avec un spectrographe pour un certain nombre de galaxies observées également par GHASP. Leurs courbes marquent souvent

un plateau à une valeur très différente de celle obtenue avec GHASP, mais, en adoptant leurs paramètres cinématiques on retrouve bien leurs courbes. Le problème est que dès que l'on élargit le secteur d'angle (à partir du grand axe qu'ils ont supposé pour placer leur fente) les courbes deviennent irrégulières et très dispersées, preuve que la valeur de leur angle de position est erronée. En conclusion, même si les courbes obtenues à partir d'observations avec une fente longue sont régulières et marquent un plateau, la valeur du plateau est souvent fausse du fait que les vrais maxima sur le champ de vitesses ont été manqués par la fente qui se trouvait mal positionnée.

## 4.2 Présentation des résultats

Les résultats obtenus dans le cadre de GHASP sont publiés petit à petit dans la littérature en suivant l'ordre chronologique des missions. Les quatre premières missions ont fait l'objet de trois publications (Garrido et al., 2002, 2003, 2004) situées en annexe. Chaque galaxie dépouillée au cours de cette thèse fait l'objet d'un commentaire succinct. La carte monochromatique, le champ de vitesses ainsi que la courbe de rotation sont présentés, suivant l'ordre des numéros UGC, pour chaque galaxie dont les résultats n'ont pas encore été publiés. Pour l'ensemble des galaxies publiées, une note dans le commentaire renverra à la publication adéquate située en annexe. Notons que toutes les données présentées dans le papier I ne sont disponibles que via internet, nous avons donc estimé nécessaire de présenter les cartes dans cette thèse mais pour les commentaires par galaxie le lecteur est invité à consulter le papier indiqué. Certains champs de vitesses et courbes de rotation ont été réactualisés (modification du seuil ou des paramètres cinématiques) et dans ce cas, les nouvelles cartes de vitesses et courbe de rotation sont présentées dans ce chapitre. Le tableau 4.1 situé à la fin de ce chapitre regroupe l'ensemble des paramètres cinématiques obtenus pour les galaxies présentées dans ce chapitre et en annexe.

### 4.2.1 Commentaires

#### UGC 508 (NGC 266)

Cette galaxie barrée de type précoce présente une émission  $H\alpha$  très faible, un peu plus intense du côté nord de la galaxie avec un trou dans les parties les plus au sud. C'est l'émission stellaire qui domine nettement dans cette galaxie car sur l'image continuum, la structure spirale se dessine nettement. Le champ de vitesses témoigne de la grande amplitude en vitesses radiales. UGC 508 est d'ailleurs une spirale très massive puisque sa courbe de rotation marque un plateau autour de  $340 \text{ km s}^{-1}$  (l'inclinaison choisie résulte d'un rapport d'axes photométriques obtenu en mesurant la taille de la

galaxie sur une image bleue et non en prenant les valeurs données dans la base NED qui conduisaient à une valeur de l'inclinaison de  $15^\circ$ , totalement erronée et entraînant une valeur du plateau à  $800 \text{ km s}^{-1}$ !).

### **UGC 528 (NGC 278)**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

### **UGC 763 (NGC 428)**

Cette galaxie magellanique possède une chaîne de régions HII au sud et un ensemble de complexes HII au nord-ouest de la fin de la barre. Le champ de vitesses dans les parties centrales montre une distorsion des lignes isovitesses liée à la présence d'une barre. Les galaxies magellaniques n'ayant pas de noyau, ce dernier n'a donc logiquement pas pu être localisé sur notre carte continuum, et le centre de rotation a été obtenu en symétrisant la courbe de rotation. Ce dernier est décalé de 5 arcsec environ par rapport au centre du bulbe visible sur l'image rouge du X-DSS. La courbe marque un plateau vers  $110 \text{ km s}^{-1}$  puis oscille autour de cette valeur. Smoker et al. (1996) ont fourni un champ de vitesses et une courbe de rotation de l'hydrogène neutre. La carte HI des isovitesses souligne la présence d'un gauchissement du disque du côté N-O dès l'isovitesse  $1100 \text{ km s}^{-1}$  non discernable sur notre champ (bien que l'accord en terme de vitesses radiales entre les deux champs soit excellent). Un bras de marée de gaz neutre est détecté au sud de la galaxie. La courbe HI marque un maximum à  $105 \text{ km s}^{-1}$  entre 50 et 100 arcsec, puis décroît progressivement jusqu'à  $92 \text{ km s}^{-1}$ . Ils ont également fourni une courbe de rotation du gaz ionisé à partir d'observations avec une fente placée suivant un angle de position de  $215^\circ$ . Leurs points  $\text{H}\alpha$  sont systématiquement au-dessus des points HI et atteignent un maximum vers  $125 \text{ km s}^{-1}$ . Si on adopte leurs paramètres cinématiques (la valeur du grand axe est identique mais l'inclinaison diffère de  $7^\circ$ ), nos données  $\text{H}\alpha$  suivent la même tendance que celles de Smoker et al. Toutes ces particularités au niveau de la cinématique sont probablement le résultat de forces de marée entre UGC 763 et les 3 galaxies naines qui l'entourent (dont NGC 772 à 13 arcmin).

### **UGC 1117 (M33/NGC 598)**

Cette galaxie est le troisième membre le plus lumineux du groupe Local (qui contient plus d'une trentaine de galaxies). Seules les parties centrales de M33 ont été observées par GHASP, soit un rayon de 200 arcsec ou 870 pc environ (en adoptant la distance de 0.9 Mpc déterminée par Paturel et al., 2002); le champ de vue a été coupé par le filtre circulaire entraînant les délimitations en arc de cercle visibles sur le bord des images.

La proximité de cette galaxie permet d'étudier à haute-résolution les mouvements qui ont lieu dans le centre, et le champ de vitesses met en évidence les mouvements non-circulaires dus aux ondes de densité. L'émission  $H\alpha$  est très intense dans les parties centrales, et de nombreuses régions HII dessinent le départ des bras spiraux. La courbe de rotation est symétrique. Elle marque un plateau dès 80 arcsec à  $55 \text{ km s}^{-1}$ . Plusieurs travaux fournissent une étude cinématique de cette galaxie. En se limitant aux papiers les plus récents : Corbelli (2003), à partir d'observations radio de la raie de transition du CO J 1-0, fournit la courbe de rotation jusqu'à 3.4 kpc environ (soit 13 arcmin). Concernant le premier kpc, nos données sont en accord avec les siennes (la courbe  $H\alpha$  étant supérieure de  $10 \text{ km s}^{-1}$  jusqu'à 115 arcsec, ou 500 pc), la courbe CO marque bien un premier palier autour de  $55 \text{ km s}^{-1}$  à partir de 160 arcsec jusqu'à 300 arcsec, pour ensuite augmenter régulièrement jusqu'à  $100 \text{ km s}^{-1}$  environ. Corbelli & Salucci (2000) ont obtenu une courbe de rotation à partir d'observations à 21cm qui s'étend jusqu'à 16 kpc (soit plus d'un degré). La courbe HI, après avoir marqué un "turn-over" vers 10 arcmin, croît régulièrement jusqu'à  $135 \text{ km s}^{-1}$  environ.

#### **UGC 1249**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 1256 (NGC 672)**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 1736 (NGC 864)**

Cette galaxie barrée présente de l'émission  $H\alpha$  dans la barre, le bulbe et le long des bras spiraux. Malheureusement, le filtre interférentiel utilisé lors des observations a coupé la galaxie du côté des grandes vitesses. Malgré cette coupure, le côté des vitesses élevées s'étend pratiquement aussi loin que l'autre côté. La courbe de rotation, assez symétrique, marque un premier palier vers 10 arcsec, puis croît jusqu'à  $130 \text{ km s}^{-1}$  à 50 arcsec. Ce maximum est suivi d'une légère décroissance puis d'une remontée de la courbe. Les basses vitesses suggèrent qu'un plateau autour de  $170 \text{ km s}^{-1}$  est atteint vers 100 arcsec. Marquez et al. (2002) donnent une courbe de rotation (avec un spectrographe à fente longue) qui atteint un plateau autour de  $105 \text{ km s}^{-1}$ . Ce résultat est d'autant plus surprenant qu'ils indiquent une inclinaison de  $7^\circ$  seulement pour cette galaxie.

#### **UGC 1886**

Cette galaxie de type SABbc ne contient pas de gaz ionisé au niveau du bulbe et

de la barre, et l'émission  $H\alpha$  est située dans un anneau central ainsi que dans les deux bras spiraux. Aucune forte irrégularité n'est visible sur le champ de vitesses mais la courbe de rotation montre un plateau assez chaotique autour de  $275 \text{ km s}^{-1}$  à partir de 30 arcsec. Le champ de vitesses du gaz neutre fourni par WHISP est identique à celui de GHASP.

### UGC 1913 (NGC 925)

Cette galaxie fortement barrée, mieux connue sous le nom de NGC 925, appartient au groupe de galaxies formé par NGC 891 et IC 239. Le bras situé au sud-est est mieux défini optiquement parlant et contient beaucoup plus de régions HII que le bras nord. Un champ de vitesses de UGC 1913 avait déjà été obtenu en Fabry-Perot par Marcellin et al. (1982) avec un étalon fixe et une résolution spatiale de 14 arcsec seulement. Nous avons adopté la distance de 9.1 Mpc déterminée par Paturel et al. (2002) à partir de l'étude de la variation de luminosité des Céphéides. Le champ de vitesses fourni par GHASP confirme le motif précédemment observé. L'asymétrie morphologique de cette galaxie se retrouve dans la cinématique puisque la courbe de rotation reste fortement asymétrique quel que soit le jeu de paramètres adopté. Les parties internes sont dominées par des mouvements non-circulaires d'écoulement autour de la barre. Le désaccord le plus important entre les deux côtés de la courbe, de l'ordre de  $80 \text{ km s}^{-1}$ , a lieu entre 110 et 150 arcsec, régions où les bras spiraux ont des mouvements complètement opposés : le bras au nord marque un minimum tandis que le bras au sud marque un maximum. Au-delà de 140 arcsec, la courbe atteint un plateau vers  $120 \text{ km s}^{-1}$ , plateau qui reste très perturbé du côté des vitesses positives. Les observations HI par WHISP confirment que le côté des vitesses positives est plus perturbé et montre une extension vers le sud-ouest. Le diagramme position-vitesse en HI confirme la présence d'un plateau vers 3 arcmin de même amplitude que celui observé en optique. Pisano et al. (1998) ont dérivé une courbe de rotation HI à partir d'observations radio : cette courbe est croissante jusqu'à 300 arcsec puis marque un plateau autour de  $130 \text{ km s}^{-1}$  jusqu'à 400 arcsec. Néanmoins, cette courbe reste très asymétrique jusqu'à 100 arcsec ainsi qu'entre 300 et 400 arcsec.

### UGC 2023

Les données ont été publiées dans le papier II. Mais, suite à une nouvelle analyse des données, la valeur du grand axe cinématique a été modifiée passant de  $134^\circ$  à  $144^\circ$ . La nouvelle courbe de rotation est donc présentée dans ce chapitre et reste essentiellement définie par le côté des vitesses élevées.

**UGC 2034**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 2045 (NGC 972)**

UGC 2045 est une galaxie qui connaît des problèmes de classification : tantôt classée Sb (de Vaucouleurs et al., 1991) à cause de la présence de bandes de poussières, tantôt classée IO à cause de son apparence optique (Krienke & Hodge, 1974). Elle est classée comme étant non-barrée pourtant les distorsions classiques en forme de S sur le champ de vitesses suggèrent la présence d'une barre (d'ailleurs une structure allongée apparaît sur les images IR de 2-MASS). L'image  $H\alpha$  trahit nettement la présence d'une barre avec deux bras spiraux dans son prolongement. A plus grande échelle, un gauchissement du disque est souligné par les lignes isovitesses pour lesquelles l'angle de position varie de  $145^\circ$  au centre à  $155^\circ$  dans les parties externes du disque optique (UGC 2045 est au centre d'un groupe constitué de naines sphéroidales ce qui pourrait expliquer ce gauchissement). Nous avons adopté la valeur de  $145^\circ$  pour tracer la courbe de rotation. Le centre de rotation choisi afin de symétriser au mieux la courbe de rotation est décalé du noyau de près de 1.5 arcsec vers le sud-ouest. Un plateau autour de  $130 \text{ km s}^{-1}$  est atteint vers 20 arcsec puis croît à nouveau au-delà de 30 arcsec pour atteindre un maximum vers  $160 \text{ km s}^{-1}$ . Cette courbe croissante peut s'expliquer, au moins en partie, par le gauchissement du disque. Le champ de vitesses HI fourni par WHISP est en bon accord avec notre champ de vitesses  $H\alpha$  mais apparaît très perturbé au-delà de la limite optique.

**UGC 2053**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

**UGC 2080**

Les données ont été publiées dans le papier I. La valeur de l'inclinaison a depuis été revue à la hausse, passant de  $10^\circ$  à  $24^\circ$ .

**UGC 2082**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

**UGC 2141 (NGC 1012)**

UGC 2141 est une galaxie lenticulaire très riche en gaz ionisé comme le montre la carte monochromatique. Le champ de vitesses est régulier et la courbe de rotation est de type corps-solide avec un maximum atteint vers  $145 \text{ km s}^{-1}$  autour de 80 arcsec.

Le champ de vitesses de l'hydrogène neutre fourni par WHISP met en évidence un gauchissement du disque au-delà de la partie optique. Cette galaxie est également riche en hydrogène neutre puisqu'elle contient du gaz neutre sur l'ensemble du disque avec une densité de colonne supérieure à  $40 \cdot 10^{20}$  atomes/cm<sup>2</sup>. L'amplitude en vitesse radiale du disque HI est la même qu'en optique et le diagramme PV du gaz neutre montre clairement qu'on a affaire à un mouvement de rotation en corps solide sur l'ensemble du disque HI.

### UGC 2183 (NGC 1056)

UGC 2183 est une galaxie spirale qui présente un aspect optique très compact. L'émission H $\alpha$  se résume à un complexe HII particulièrement intense au centre de la galaxie, une région HII au nord et une importante émission diffuse sur l'ensemble du disque optique. Le champ de vitesses est plus étendu du côté nord et, sur la courbe de rotation, on n'a de l'information que jusqu'au début du plateau pour les vitesses élevées. La courbe est symétrique et atteint rapidement un maximum de  $125 \text{ km s}^{-1}$  vers 12 arcsec, puis les basses vitesses (pour lesquelles seulement nous avons de l'information) décroissent lentement jusqu'à un rayon de 30 arcsec et marquent ensuite un plateau vers  $110 \text{ km s}^{-1}$ . En réalité, si on considère le diagramme PV obtenu pour le gaz neutre (WHISP), la courbe continue à décroître du côté des vitesses négatives alors qu'elle croît continuellement à partir du maximum du côté des vitesses positives. Le champ de vitesses HI (de même amplitude que le nôtre) montre que UGC 2183 est gauchie en forme de U entraînant un comportement opposé des 2 côtés de la courbe. La distribution du gaz neutre est tout comme celle du gaz ionisé plus étendue du côté nord.

### UGC 2193 (NGC 1058)

Cette galaxie de type Sc est vue quasiment de face ( $i=21^\circ$ ). L'émission monochromatique consiste d'une part en un ensemble de régions HII distribuées aléatoirement, et d'autre part en une émission diffuse présente surtout au centre. Le champ de vitesses est de faible amplitude ( $70 \text{ km s}^{-1}$ ) mais ne présente pas de granulosité, ce qui montre que les mouvements perpendiculaires au plan galactique sont réellement négligeables dans ce cas-là puisque ne dépassant pas la dizaine de km/s en amplitude et que les mouvements au sein de cette galaxie sont purement circulaires. La courbe atteint un maximum à  $61 \text{ km s}^{-1}$  vers 67 arcsec puis diminue doucement ensuite. La décroissance de cette courbe est confirmée par le champ de vitesses du gaz neutre (Dickey et al., 1990) sur lequel les isovitesse se referment. La vitesse maximale atteinte par la courbe de rotation est plutôt caractéristique d'une galaxie de type Scd/Sd que Sc (voir analyse).

**UGC 2455 (NGC 1156)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 2503 (NGC 1169)**

UGC 2503 est une galaxie barrée de type Sb. Le noyau est évident sur la carte continuu et ne doit pas être confondu avec une étoile de champ présente à une huitaine d'arcsec au sud. L'hydrogène ionisé est absent des parties centrales ainsi que de la barre (le pic au centre de la carte monochromatique est un résidu d'étoile) et se retrouve dans quelques zones le long des bras spiraux. On n'a donc pratiquement pas de point sur la courbe de rotation pour des rayons inférieurs à 16 arcsec, ensuite la courbe marque un plateau à  $280 \text{ km s}^{-1}$ . La distribution de l'hydrogène neutre obtenue par van Driel et al. (1994) à partir d'observations à Westerbork montre également un trou au centre de la galaxie. Le champ de vitesses HI ne montre aucun mouvement non-circulaire et la courbe de rotation HI est plate, avec un plateau à  $265 \text{ km s}^{-1}$ . L'inclinaison étant la même, si l'on adopte l'angle de position déterminé par van Driel et al., on ne retrouve pourtant pas la valeur du plateau HI et, de plus, la courbe devient dissymétrique. L'angle de position ne variant pas avec le rayon pour des valeurs inférieures à 100 arcsec, et les paramètres cinématiques étant les mêmes pour les données HI et  $\text{H}\alpha$ , nous expliquons une telle différence entre les deux courbes par un comportement dynamique différent entre la composante gazeuse froide et tiède.

**UGC 2800**

Les résultats ont été publiés dans le papier I. Mais les données ont été redépouillées en adoptant un seuil plus faible pour le signal  $\text{H}\alpha$ , ce qui a permis d'aller plus loin dans la détection de l'émission diffuse et de mieux échantillonner la courbe de rotation.

**UGC 2855**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

**UGC 3013 (NGC 1530)**

Cette spirale de type Sc, fortement barrée, a un bulbe central et deux bras spiraux bien marqués et montre une structure en anneau entourant la barre. L'émission  $\text{H}\alpha$  la plus intense est localisée au niveau du bulbe et à la fin de la barre. Une émission plus faible est présente sous forme de régions HII dans l'ensemble de l'anneau et des deux bras. Le tracé des lignes isovitesse, régulier, souligne l'important gradient de vitesses au niveau du bulbe. L'allure de la courbe de vitesses dépend du secteur d'angle



adopté. En effet, si l'on choisit un secteur de  $15^\circ$  alors la courbe se résume à un plateau vers  $200 \text{ km s}^{-1}$ ; si l'on adopte une valeur de  $30^\circ$ , alors la courbe marque un net maximum vers  $300 \text{ km s}^{-1}$  à 21 arcsec puis, entre 40 et 160 arcsec, dessine une pente légèrement décroissante. Nous présentons une courbe tracée avec un secteur de  $15^\circ$  seulement qui évite le pic de vitesses dû aux régions situées au sud et au nord-ouest du bulbe. Ces régions sont certainement animées de mouvements non-circulaires dus à des écoulements le long de la barre. Regan et al. (1996) ont réalisé des observations optique en Fabry-Perot, ainsi que des observations radio à Westerbork. Ils ont obtenu la courbe de rotation  $H\alpha$  et HI. Ils ont déterminé un angle de position de  $8^\circ$  comme nous, et une inclinaison de  $45^\circ$  (contre  $50^\circ$  pour nous). En adoptant leurs paramètres nous retrouvons bien leur courbe. La courbe HI présente un pic à  $220 \text{ km s}^{-1}$  vers 30 arcsec puis descend en pente douce jusqu'à  $195 \text{ km s}^{-1}$ . Marquez et al. (2002) ont tracé une courbe de rotation à partir d'observation en spectrographe à fente. Ils ont placé la fente suivant un angle de  $23^\circ$ ; leur courbe marque un plateau vers  $160 \text{ km s}^{-1}$  n'intégrant pas les mouvements le long de la barre.

### UGC 3273

Cette galaxie magellanique présente de l'émission  $H\alpha$  sur l'ensemble du disque optique, particulièrement intense dans les régions centrales. Le champ de vitesses est régulier et montre que la position du grand axe varie avec le rayon. La position du grand axe cinématique choisi n'est pas perpendiculaire au petit axe. Le centre de rotation a été déterminé en observant une image du DSS en bande rouge et en cherchant à symétriser au mieux la courbe de rotation (pas de noyau puisque UGC 3273 est magellanique). La courbe obtenue est assez symétrique et semble atteindre un plateau autour de  $75 \text{ km s}^{-1}$  dès 60 arcsec pourtant les deux côtés se comportent différemment : le côté des vitesses élevées croît brutalement jusqu'à  $50 \text{ km s}^{-1}$  vers 23 arcsec puis plus lentement jusqu'à  $88 \text{ km s}^{-1}$ ; tandis que le côté des basses vitesses croît régulièrement en corps-solide jusqu'à 70 arcsec pour atteindre  $87 \text{ km s}^{-1}$  et semble ensuite marquer un plateau.

### UGC 3334 (NGC 1961)

Cette galaxie de type Sc est un membre massif d'un petit groupe composé d'une dizaine de galaxies situées à 10 arcmin au sud-est. Elle présente une apparence optique fortement dissymétrique. L'émission  $H\alpha$  est constituée de nombreuses régions HII situées au centre et tout le long des bras spiraux. Sur notre champ de vitesses, on note le fort gradient de vitesses radiales au centre ainsi que la présence de régions HII au nord dont les vitesses ne s'inscrivent pas dans le champ de vitesses global. A

partir du tracé des lignes isovitesse, nous avons déterminé un angle de position de  $90^\circ$ . La courbe de rotation présente de nombreuses irrégularités et asymétries : tout d'abord jusqu'à 50 arcsec, le côté des vitesses élevées atteint un maximum de  $400 \text{ km s}^{-1}$  à 29 arcsec pour décroître ensuite jusqu'à  $320 \text{ km s}^{-1}$  ; le côté des basses vitesses oscille autour de  $320 \text{ km s}^{-1}$ . Au-delà de 50 arcsec, du côté qui s'approche, la courbe croît jusqu'à  $665 \text{ km s}^{-1}$  tandis que le côté qui s'éloigne oscille autour de  $330 \text{ km s}^{-1}$ . Le maximum atteint du côté qui s'éloigne correspond à une large région de gaz ionisé proche du centre côté ouest. La vitesse atteinte par le plateau montre que UGC 3334 est supermassive. L'envolée de la courbe de rotation du côté qui s'approche est due au bras le plus au sud. Les régions HII situées en bout de bras présentent en plus des profils doubles (indiquées sur le champ de vitesses) composés d'une raie vers  $3670 \text{ km s}^{-1}$  et d'une autre vers  $3840 \text{ km s}^{-1}$  ; nous avons conservé la première pour l'obtention de la courbe et du champ de vitesses par un souci de continuité avec les régions contigües (si l'on conserve la composante la plus rougie alors la courbe est décroissante!). Des spectres optiques ont été obtenus par Rubin et al. (1979) qui mettent en évidence des mouvements non-circulaires dans le large bras au sud. Si nous simulons une fente et adoptons leurs paramètres cinématiques ( $PA = 85^\circ$ ), nous retrouvons leur courbe de rotation exceptés des points situés à l'est, à une vitesse radiale inférieure à  $3600 \text{ km s}^{-1}$ . UGC 3334 a été observée en radio par Shostak et al. (1982) qui a cartographié la distribution et la cinématique de l'hydrogène neutre. Le champ de vitesses HI montre un angle de position proche de  $90^\circ$  comme pour celui adopté d'après nos observations GHASP. La distribution du gaz neutre est asymétrique notamment avec la présence d'un bras externe au nord de la galaxie (que l'on retrouve sur les cartes HI fournies par WHISP), lieu où sont localisées les régions HII qui présentent des vitesses particulières (vitesses en accord avec celles du champ HI de WHISP). Shostak et al. (1982) supposent que toutes ces irrégularités observées en optique et radio sont dues à un effet de pression exercé par le milieu intergalactique sur le disque, étant donné qu'aucun compagnon massif n'est observé à proximité de UGC 3334. En conclusion, UGC 3334 est une galaxie très massive (si l'on adopte le côté des vitesses élevées comme représentatif du comportement global) et qui présente de nombreuses asymétries dues à des interactions soit avec le milieu intergalactique soit avec un compagnon invisible ; les régions de profils doubles pourraient être des régions situées de part et d'autre du plan galactique sur la même ligne de visée.

### UGC 3384

Cette galaxie magellanique est vue quasiment de face. Sa structure en optique est vraiment diffuse. L'émission monochromatique se résume à quelques régions HII dissi-

minées dans le disque. L'amplitude en vitesses radiales, qui ne dépasse pas les 80 km s<sup>-1</sup>, ainsi que la granulosité du champ de vitesses confirme la faible inclinaison de cette galaxie. S'il semble qu'un léger gradient soit visible suivant un axe avec un angle de position d'environ 150°, aucun mouvement d'ensemble de rotation ne se dégage vraiment et aucune courbe de rotation raisonnable n'a pu être tracée à partir de notre champ de vitesses.

### UGC 3429 (NGC 2146)

Cette galaxie, classée SBab, présente une nette asymétrie dans la distribution du gaz ionisé. L'émission H $\alpha$  est particulièrement intense au niveau de la barre, du bulbe et du bras localisé au nord ; on trouve des régions HII de plus faible intensité le long du bras externe côté sud-ouest. L'émission diffuse visible au sud-est de la galaxie sur notre image H $\alpha$  correspond aux reflets défocalisés de régions HII localisées symétriquement par rapport au centre optique (régions au nord-est, en bout de barre). Le noyau est apparent sur la carte continuum et correspond bien au centre de rotation. Sur le champ de vitesses, on constate la régularité des lignes isovitesse au niveau de la partie centrale de la galaxie, par contre les vitesses radiales des régions HII situées le long des deux bras spiraux sont supérieures d'au moins une centaine de km/s aux vitesses attendues si elles appartenaient au plan galactique. Il apparaît que ces deux bras sont situés hors du plan et la continuité de leurs vitesses par rapport au disque fait penser à des queues de marée. Nos résultats cinématiques sont en accord avec les conclusions de Young et al. (1988) qui ont étudié la cinématique du gaz ionisé. En ne tenant pas compte des régions appartenant aux bras, nous avons tracé une courbe de rotation régulière et symétrique qui atteint un plateau vers 350 km s<sup>-1</sup> dès 75 arcsec. Les observations en rayons X révèlent que cette galaxie est une galaxie à sursaut de formation stellaire avec un jet de gaz suivant le petit axe (Della Ceca et al., 1999). La carte HI fournie par Taramopoulos et al. (2001) à partir d'observations au VLA montre d'une part une distribution très étendue de l'hydrogène neutre, et d'autre part deux queues au nord et au sud qui font penser à des interactions gravitationnelles. Ils supposent que UGC 3429 est le résultat d'une fusion avec une galaxie de faible masse, riche en gaz, qui aurait été majoritairement détruite lors de la fusion tandis que UGC 3429 aurait conservé son disque en rotation, en s'appuyant sur le résultat de simulations numériques (Wallin et al., 1992) qui montrent que le devenir d'une fusion dépend de l'orientation des vecteurs du moment angulaire comparativement au plan de l'interaction. En tout cas, il est évident que la partie centrale de UGC 3429 ne subit aucune perturbation et montre un disque en rotation circulaire tandis que les deux bras spiraux ne participent pas à la rotation d'ensemble de ce disque.

**UGC 3574**

Les résultats ont été publiés dans le papier I. Mais les données ont été redépuillées en adoptant un seuil plus faible pour la détection du signal  $H\alpha$  : la valeur du grand axe cinématique a légèrement changé, passant de  $285$  à  $280^\circ$ . La courbe présentée ici est bien symétrique et marque clairement un plateau autour de  $110 \text{ km s}^{-1}$  (contre  $140 \text{ km s}^{-1}$  précédemment).

**UGC 3691**

Cette galaxie présente de l'émission  $H\alpha$  sous forme diffuse dans le disque et sous forme de régions HII dans les bras. Le noyau n'étant pas détectable sur l'image continuum, le centre a été choisi afin de symétriser le plus possible la courbe de rotation, bien que les deux côtés ne soient pas parfaitement superposables. Du côté des vitesses élevées, la courbe croît rapidement jusqu'à  $110 \text{ km s}^{-1}$  puis marque un plateau. Du côté des basses vitesses, la courbe marque un plateau intermédiaire vers  $90 \text{ km s}^{-1}$  entre  $10$  et  $30 \text{ arcsec}$ , puis un second vers  $140 \text{ km s}^{-1}$  au-delà de  $50 \text{ arcsec}$ . Cette asymétrie cinématique reflète celle en émission  $H\alpha$  puisque le côté qui s'éloigne est constitué principalement d'émission diffuse tandis que le côté qui s'approche est constitué d'un bras proéminent qui perturbe les mouvements circulaires. Sofue et al. (1998) ont obtenu une courbe  $H\alpha + [\text{NII}]$ , identique à la nôtre. Sofue et al. (1999) ont obtenu une courbe en CO qui s'étend jusqu'à  $50 \text{ arcsec}$  et qui est supérieure à la courbe  $H\alpha$  moyenne d'une vingtaine de  $\text{km s}^{-1}$  après  $35 \text{ arcsec}$ .

**UGC 3734 (NGC 2344)**

Cette galaxie de type Sc présente une émission  $H\alpha$  principalement localisée sous forme d'un anneau autour du bulbe mais l'émission diffuse a permis d'obtenir des données cinématiques sur l'ensemble de la partie optique du disque. Le rapport d'axes photométriques donne une valeur de  $0^\circ$  pour l'inclinaison, valeur clairement mise en défaut par l'amplitude en vitesses radiales du champ de vitesses ; la valeur finalement adoptée est  $25^\circ$ , sans grande certitude si ce n'est qu'à partir de cette valeur la courbe est bien régulière et que de plus le plateau atteint correspond à la valeur attendue pour ce type de spirale (N.B. WHISP donne  $12^\circ$  seulement pour l'inclinaison). La courbe de rotation est symétrique et régulière, légèrement plus chaotique au-delà de  $60 \text{ arcsec}$  où les informations proviennent de régions HII isolées, et marque un plateau vers  $175 \text{ km s}^{-1}$ .

**UGC 3809 (NGC 2336)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 3851 (NGC 2366)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4273 (NGC 2543)**

Cette galaxie spirale barrée est constituée de deux bras spiraux bien définis. On trouve de l'émission  $H\alpha$  dans le bulbe (la plus intense), de part et d'autre du bulbe et sous forme de régions HII sur l'ensemble des bras. Le champ de vitesses est régulier et les isovitesse suivent nettement la barre au centre. Afin de s'affranchir des mouvements non-circulaires d'écoulement autour de la barre, la courbe de rotation a été tracée en considérant un secteur d'angle de  $40^\circ$ . Elle ne présente aucune perturbation et suit un plateau autour de  $200 \text{ km s}^{-1}$ . UGC 4273 a été observée en radio par WHISP. Le disque HI est environ trois fois plus étendu et présente un champ de vitesses tout à fait régulier (notons la présence de nuages d'hydrogène au sud de la galaxie ayant un mouvement particulier). Marquez et al. (2002) ont déduit une courbe de rotation à partir d'observations  $H\alpha$  en spectrographe à fente longue. Leur courbe marque un plateau autour de  $160 \text{ km s}^{-1}$ . Si nous adoptons leurs paramètres cinématiques avec un petit secteur d'angle, nous retrouvons bien leur courbe. Si nous conservons ces paramètres et que nous élargissons le secteur d'angle alors la courbe devient vite totalement irrégulière, preuve que la position de leur fente ne correspond pas du tout au grand axe cinématique.

#### **UGC 4274 (NGC 2537)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4278**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4284 (NGC 2541)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4305**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4325 (NGC 2553)**

Les données ont été publiées dans le papier I. Les observations ont été redépouillées en adoptant un seuil de détection plus bas ce qui nous a permis de gagner plus d'infor-

mation sur la courbe de rotation. La courbe marque un plateau vers  $80 \text{ km s}^{-1}$  entre 30 et 60 arcsec puis les vitesses du côté qui s'éloigne (pour lequel seulement on a alors des données) croissent jusqu'à  $110 \text{ km s}^{-1}$  (ces vitesses sont associées à des régions HII ayant une vitesse radiale supérieure à  $570 \text{ km s}^{-1}$ ). Avant 60 arcsec, nos données sont en accord avec celles de Swaters (1999) pour le gaz neutre, par contre après ce rayon, les points  $\text{H}\alpha$  sont supérieurs de  $20 \text{ km s}^{-1}$  aux points HI. Swaters et al. (2003) ont fourni une courbe  $\text{H}\alpha$  (spectrographe à fente) qui a exactement le même comportement que la nôtre. En conclusion, soit la résolution des données HI est trop faible (30 arcsec) pour dessiner ce maximum local, soit le bord du disque ionisé au nord-est est un peu gauchi.

#### **UGC 4499**

Les données ont été publiées dans le papier I. Les observations ont été redépouillées en adoptant un seuil de détection plus bas entraînant une infime diminution de la valeur de la vitesse systémique initiale ( $480$  à  $479 \text{ km s}^{-1}$ ). Le plateau est finalement atteint dès 30 arcsec vers  $60 \text{ km s}^{-1}$  (contre 70 pour l'ancienne courbe). D'après les observations HI de Swaters (1999), la courbe continue de croître après ce palier jusqu'à atteindre  $75 \text{ km s}^{-1}$  vers 130 arcsec.

#### **UGC 4543**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 4936 (NGC 2805)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 5253 (NGC 2985)**

Les résultats ont été soumis dans le papier I. Les observations ont été redépouillées en adoptant un seuil de détection plus bas entraînant une légère diminution de la valeur de l'angle de position ( $177$  à  $175^\circ$ ).

#### **UGC 5272**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 5316 (NGC 3027)**

Voir papier I pour les commentaires.

#### **UGC 5414 (NGC 3104)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

**UGC 5721 (NGC 3274)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 5789 (NGC 3319)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 5829**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 5931 (NGC 3395)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 5935 (NGC 3396)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 5982 (NGC 3430)**

Voir papier I pour les commentaires.

**UGC 6537 (NGC 3726)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

**UGC 6628**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

**UGC 6702 (NGC 3840)**

Cette galaxie, de type Sa, appartient à la partie dense de l'amas A1367. L'émission  $H\alpha$  est localisée dans les parties centrales de la galaxie ainsi que dans des bras spiraux très ouverts, formant une sorte d'anneau d'environ 30 arcsec de rayon. Le champ de vitesses obtenu est régulier et les lignes isovitesses sont relativement symétriques. Le centre de rotation correspond bien au noyau. La courbe de rotation marque un plateau autour de  $180 \text{ km s}^{-1}$  dès 6 arcsec et reste parfaitement symétrique jusqu'à 23 arcsec, ensuite les deux côtés ont un comportement opposé avec le côté qui s'éloigne au-dessous et le côté qui s'approche au-dessus (écart qui pourrait s'expliquer soit par un gauchissement du disque galactique sous forme de U, soit par des mouvements non-circulaires liés aux bras spiraux), néanmoins la moyenne entre les deux côtés reste autour de la valeur

du plateau. Cette valeur est plutôt basse pour une Sa pour laquelle on a typiquement une valeur du plateau autour de 300 km/s. On n'observe donc aucune perturbation notable sur la cinématique du gaz ionisé pour cette galaxie d'amas qui présente toutefois, pour une galaxie précoce, une vitesse maximale plutôt faible.

#### **UGC 6778 (NGC 3893)**

Les résultats ont été publiés dans le papier I. Depuis, la valeur de l'inclinaison a été sérieusement revue à la hausse passant de 30 à 49°. La nouvelle courbe de rotation atteint une valeur maximale de 200 km s<sup>-1</sup> (contre 280 précédemment) dès 80 arcsec. Verheijen & Sancisi (2001) ont fourni une courbe HI qui se superpose complètement à la nôtre, y compris dans les parties internes, et qui montre que la courbe, après ce plateau intermédiaire à 200 km s<sup>-1</sup>, diminue jusqu'à 150 km s<sup>-1</sup>.

#### **UGC 7278 (NGC 4214/28)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 7323 (NGC 4242)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 7524 (NGC 4395)**

Voir papier I pour les commentaires.

#### **UGC 7592 (NGC 4449)**

Les résultats ont été publiés dans le papier III.

#### **UGC 7971 (NGC 4707)**

Les résultats, publiés dans le papier I, ont été par la suite redépouillés en adoptant un seuil de détection plus faible. Ceci a entraîné une modification du champ de vitesses et par suite de la valeur de la vitesse systémique (modification négligeable puisqu'on passe de 463 à 462 km s<sup>-1</sup>) ainsi que du grand axe cinématique (changement notable puisqu'on passe de 215 à 257°). La courbe de rotation reste néanmoins aussi chaotique que la précédente.

#### **UGC 8490 (NGC 5204)**

Voir papier I pour les commentaires. Signalons un article qui n'était pas mentionné dans le papier I : Sicotte et al. (1996) ont fourni une courbe de rotation H $\alpha$  avec un FP qui est en accord avec la nôtre jusqu'à 70 arcsec, le rayon auquel leur courbe se



termine ; l'envolée que connaît notre courbe après 70 arcsec est due aux vitesses des deux régions HII les plus éloignées du centre, situées au sud de la galaxie, dont le comportement n'est sans doute pas représentatif de la rotation du disque de cette galaxie.

#### **UGC 9366 (NGC 5676)**

L'intensité de l'émission  $H\alpha$  apparaît dissymétrique sur la carte monochromatique mais cela est dû au filtre interférentiel employé qui a coupé les longueurs d'onde les plus rouges. Cette Sbc galaxie présente de l'émission  $H\alpha$  sur toute la longueur de ses bras mais on observe un trou au centre dans la distribution du gaz ionisé. Le champ de vitesses est régulier (tout comme celui obtenu en HI par WHISP) et la courbe de rotation est tout à fait symétrique, marquant un plateau vers  $240 \text{ km s}^{-1}$  dès 30 arcsec. Rubin et Graham (1987) ont obtenu une courbe de rotation pour UGC 9366 en optique ; nos résultats sont en accord avec les leurs, hormis la valeur de la position du grand axe qui diffère de  $5^\circ$ . Cette galaxie ne présente aucune perturbation au niveau de sa cinématique bien qu'elle appartienne à un groupe formé par IC1029 ( $27'$ ,  $\Delta V=220 \text{ km s}^{-1}$ ), NGC1560 ( $30.4'$ ,  $\Delta V=170 \text{ km s}^{-1}$ ) et NGC5673 ( $32.5'$ ,  $\Delta V=80 \text{ km s}^{-1}$ ).

#### **UGC 9649 (NGC 5832)**

Elle possède un bulbe aux contours assez flous ainsi qu'une barre d'où partent deux bras spiraux. Le noyau n'est pas visible sur notre carte continuum. On trouve quelques régions HII dans la barre et dans les bras, et une grosse région HII à l'est du bulbe. La courbe de rotation est croissante jusqu'à 70 secondes d'arc de manière chaotique. Ensuite, le côté des vitesses élevées montre un palier vers  $100 \text{ km s}^{-1}$  tandis que celui des basses vitesses continue à croître jusqu'à  $120 \text{ km s}^{-1}$ . La cartographie de l'hydrogène neutre par WHISP montre que l'amplitude en vitesses radiales du HI est identique à celle observée en  $H\alpha$  et le comportement opposé des deux côtés de la courbe est également évident sur leur diagramme position-vitesse.

#### **UGC 9753 (NGC 5879)**

Cette galaxie très inclinée est riche en gaz ionisé. L'émission  $H\alpha$  est presque nulle au centre, intense dans le reste du bulbe et on trouve quelques régions HII dans les bras. La courbe de rotation est aussi symétrique, avec des barres d'erreur faibles et un plateau à  $150 \text{ km/s}$  dès 20 secondes d'arc. Contrairement à GHASP, le champ de vitesses de WHISP n'est pas du tout classique. On a une large extension du disque HI à l'est du disque optique où le petit axe est complètement modifié ainsi que les lignes isovitesse. N'assisterions-nous pas au cannibalisme d'une galaxie naine ? Fillmore et al. (1986) ont tracé la courbe de rotation de UGC 9753 jusqu'à 1 kpc, à partir de l'observation en

spectrographe à longue fente des raies en émission de HII, [NII] et [SII]. L'accord est bon jusqu'à 250 pcs (5"), puis leur courbe est systématiquement en-dessous de la nôtre de  $20 \text{ km s}^{-1}$ ; sans doute cela s'explique-t-il par un mauvais choix de position de la fente (qui n'est pas donné dans l'article).

### **UGC 9858**

L'émission  $\text{H}\alpha$  reste faible comparativement au fond de ciel. La coupure d'information à l'ouest est bien réelle (cela n'est pas un effet de filtre). La courbe de rotation est assez symétrique, quoique les vitesses du côté qui s'éloigne restent presque toujours supérieures à celles du côté qui s'approche au-delà de 50 arcsec, et oscillent en moyenne autour de  $170 \text{ km s}^{-1}$ . Le champ de WHISP est plus régulier, mis à part un léger gauchissement du disque HI vers l'est. L'amplitude en vitesses radiales du HI est supérieure de  $100 \text{ km s}^{-1}$  à la nôtre.

### **UGC 9969 (NGC 5985)**

Voir papier I pour les commentaires.

### **UGC 9992**

UGC 9992 est une galaxie vraiment diffuse. Sur notre carte continuum, il n'est pas possible de distinguer un noyau puisque UGC 9992 est magellanique. L'émission  $\text{H}\alpha$  est essentiellement dominée par une région HII à l'est de ce qui pourrait être le bulbe, et de trois régions HII brillantes au nord. Aucun gradient notable sur l'ensemble de la galaxie puisqu'entre le côté nord et le côté sud on a seulement  $10 \text{ km s}^{-1}$  de différence. Notre champ de vitesses est en accord avec celui fourni par WHISP pour le gaz neutre dans la partie optique. L'amplitude en vitesses radiales du disque HI ne dépasse pas les  $30 \text{ km s}^{-1}$  : UGC 9992 est vraiment une galaxie naine. Swaters (1999) a dérivé une courbe de rotation à partir des données WHISP qui marque un "plateau" vers 15 arcsec légèrement croissant et atteint la vitesse maximale de  $35 \text{ km s}^{-1}$ . Mac Gaugh et al. (2001) ont fourni un diagramme position-vitesse du gaz ionisé qui montre une amplitude de l'ordre de  $25 \text{ km s}^{-1}$ . Nos données ne nous ont pas permis de tracer de courbe de rotation fiable.

### **UGC 10310**

Voir papier I pour les commentaires.

### **UGC 10359 (NGC 6140)**

On distingue bien sur l'image optique (B-DSS), la barre (mais pas de bulbe) et un

début de bras spiral, riche en gaz ionisé d'après la carte monochromatique. La structure spirale se dessine bien sur la carte  $H\alpha$ . On a de l'émission continuum tout le long de la barre mais pas de noyau évident. Pour déterminer la position du centre de rotation, on a tout d'abord repéré le petit axe cinématique puis, par approximations successives, cherché le point qui symétrise la courbe : il est situé au bout de la barre côté sud-ouest. Il n'est pas rare de voir que le centre de rotation ne se confond pas avec le centre de la barre : c'est le cas par exemple de NGC 1313 pour laquelle Marcelin (1983) a étudié la cinématique. La courbe de rotation de UGC 10359 est dissymétrique : le côté des vitesses élevées monte rapidement pour marquer un palier vers  $50 \text{ km s}^{-1}$  puis croît à nouveau et marque un plateau vers  $140 \text{ km s}^{-1}$  jusqu'à  $120 \text{ arcsec}$ . Du côté négatif, la courbe croît continuellement jusqu'à  $150 \text{ km s}^{-1}$ . Le champ de vitesses de WHISP est très régulier avec un léger gauchissement du disque vers l'ouest. Le diagramme position-vitesse du gaz neutre a un comportement en bon accord avec notre courbe de rotation.

#### UGC 10445

L'émission  $H\alpha$  est faible dans le bulbe, mais l'ensemble des régions HII dessine une structure spirale à deux ou trois bras. On n'a pas de noyau vraiment piqué sur la carte continuum. La courbe de rotation est régulière et symétrique, et marque un plateau vers  $70 \text{ km s}^{-1}$ . Au vu de l'amplitude des vitesses, qui ne dépasse pas les  $150 \text{ km s}^{-1}$ , cette spirale doit être d'un type plus tardif que celui trouvé dans la littérature (Sc). Sur le champ de WHISP, on constate la modification du grand axe cinématique en fonction du rayon, suggérant que le disque est bien gauchi, mais l'émission  $H\alpha$  n'est pas assez étendue pour permettre de le voir sur nos données.

#### UGC 10470 (NGC 6217)

On trouve du gaz ionisé au centre, dans les bras spiraux et aussi un chapelet de régions HII au sud-ouest du noyau, bien visible sur l'image optique (B-DSS). La zone brillante au sud du bulbe sur l'image  $H\alpha$  est un résidu d'une étoile de champ. La courbe de rotation est régulière et symétrique jusqu'à  $70 \text{ arcsec}$ , et atteint un plateau autour de  $140 \text{ km s}^{-1}$  dès  $30 \text{ arcsec}$ . Après  $70 \text{ arcsec}$ , la courbe du côté des vitesses élevées dépasse la valeur du plateau de  $40 \text{ km s}^{-1}$  environ. Ces points correspondent à la région HII située au nord-ouest de la galaxie, loin des bras. Il s'agit sans doute d'une région hors du plan galactique qui, si on suppose que la galaxie est de type "trailing", s'éloignerait donc de ce plan. Les lignes isovitesse trahissent par leurs distorsions, le passage des bras spiraux et dessinent un S dans les parties centrales à l'emplacement de la barre. La carte HI montre un champ de vitesses régulier sur lequel on retrouve la forme en S due à la barre. L'amplitude en vitesses radiales du disque HI est la même que celle

du disque  $H\alpha$ . Classée "starburst", elle possède d'après Martin & Friedli (1997) une barre assez forte et un taux de formation stellaire moyen (4 masses solaires par an). van Driel & Buta (1991) ont obtenu une courbe HI en bon accord avec la nôtre si on adopte leur inclinaison ( $29^\circ$ ).

### UGC 10502

Cette galaxie exhibe une belle structure spirale, pourtant sur la carte monochromatique seules quelques régions HII éparses et de faible luminosité apparaissent. La courbe de rotation est symétrique au-delà de 30 arcsec et marque un plateau autour de  $210 \text{ km s}^{-1}$ . Sur le champ de vitesses, les isovitesses dessinent des vaguelettes autour du bulbe signalant la présence d'un anneau. Initialement, on avait adopté une inclinaison de  $24^\circ$  (égale au rapport d'axes photométriques) mais le plateau atteignait une valeur supérieure à  $300 \text{ km s}^{-1}$ , valeur improbable pour une galaxie de type Sc. Finalement, l'inclinaison choisie vaut  $35^\circ$ . UGC 10502 a un compagnon, UGC 10497, à 4 arcmin qui semble lui être perturbé par les interactions d'après la carte HI de WHISP.

### UGC 10546 (NGC 6236)

Cette galaxie, à la structure spirale dissymétrique, est constituée sans doute de deux bras spiraux. Sur la carte continuum, on ne voit aucun noyau vraiment distinct. L'émission  $H\alpha$  est nettement plus forte du côté nord. La courbe de rotation atteint un maximum de  $132 \text{ km s}^{-1}$  qui correspond aux régions HII massives situées au sud-est et au nord-est. Les points du côté des vitesses élevées situés après 73 arcsec et qui provoquent la retombée de la courbe de ce côté) n'appartiennent pas à UGC 10546 mais certainement à une galaxie naine compagnon qui est bien visible au sud-est sur l'image optique (B-DSS) (car on voit bien qu'il y a un mouvement de rotation sur le champ de vitesses).

### UGC 10564 (NGC 6248)

L'image optique montre clairement la dissymétrie de cette spirale qui possède un bras proéminent. La répartition du gaz ionisé est également dissymétrique avec beaucoup de régions HII dans le bulbe, des régions brillantes dans le bras spiral situé au sud et à l'ouest de ce bulbe, un chapelet de régions HII au nord. Le noyau est tout juste apparent sur l'image continuum. La courbe de rotation est dissymétrique : un plateau moyen aux alentours de  $70 \text{ km s}^{-1}$  est atteint vers 50 arcsec mais les deux côtés ont un comportement assez différent, avec le côté des vitesses élevées qui reste bien en plateau alors que le côté des basses vitesses continue de monter en corps-solide jusque vers  $90 \text{ km s}^{-1}$  à 100 arcsec. Classée barrée cela n'apparaît pas sur la carte des isovitesses. Le

champ de vitesses HI est régulier et de même amplitude que celui de GHASP ( $\simeq 150$  km s $^{-1}$ ).

#### **UGC 10897 (NGC 6412)**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 11124**

Cette galaxie spirale barrée a une émission H $\alpha$  relativement faible (et dissymétrique) sauf au centre de la barre et dans le bras spiral au nord. La courbe de rotation est symétrique jusqu'à 55 arcsec, ensuite elle atteint un maximum vers 140 km s $^{-1}$  pour le côté qui s'éloigne (qui correspond aux régions au sud) tandis que le côté des basses vitesses oscille entre 120 et 130 km s $^{-1}$ . Le champ de vitesses HI de WHISP semble trahir un léger gauchissement en fin de disque HI. Pisano & Wilson (1999) ont détecté (grâce à des observations au VLA) autour de UGC 11124 deux galaxies naines riches en HI, dont une est, semble-t-il, en train d'être accrétée au nord de la galaxie et l'autre est en orbite à 6 arcmin vers le sud ; selon les auteurs, ces galaxies naines ne sont pas suffisamment massives pour perturber UGC 11124 mais elles peuvent activer la formation stellaire.

#### **UGC 11218 (NGC 6643)**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 11283**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 11283compagnon**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 11300 (NGC 6689/90)**

Cette galaxie a été observée deux fois : une fois avec l'ancienne caméra à comptage de photons et une autre avec l'actuelle. Les données obtenues à partir de la première observation ont été publiées dans le papier II. L'émission H $\alpha$  est assez intense sur l'ensemble du disque optique. Il n'y a pas de noyau visible sur notre carte continuum, le centre de rotation a donc été choisi en étudiant l'image en bande I du X-DSS et la carte des lignes isovitesses. La courbe de rotation est relativement symétrique et dessine un palier en moyenne vers 90 km s $^{-1}$  jusqu'à 100 arcsec, au-delà les vitesses ont tendance à augmenter des deux côtés trahissant un gauchissement du disque. Ce gauchissement

est bien visible sur la carte HI de WHISP. La différence entre les deux observations est surtout visible au niveau de la courbe de rotation ; en effet, avec nos premières observations, on atteignait un rayon maximal de 90 arcsec contre 110 arcsec pour les secondes. De plus, la courbe initiale était beaucoup plus dispersée et dissymétrique. En fait, le gain est surtout remarquable en ce qui concerne la mesure des vitesses des régions périphériques et des zones d'émission diffuse (surtout au centre). On peut noter à ce sujet que ce sont les galaxies possédant une fraction importante d'émission diffuse qui présentent les courbes les moins chaotiques ; ce qui suggère que **la rotation d'ensemble dans le disque est bien représentée par la mesure de la raie  $H\alpha$  issue de ces zones dites d'émission diffuse mais pas par la mesure de la raie  $H\alpha$  issue des régions HII qui semblent avoir une composante de vitesse propre non négligeable.**

#### UGC 11429 (NGC 6792)

Cette galaxie de type précoce a trois bras bien marqués et dissymétriques. La courbe de rotation reflète l'asymétrie optique : le côté des basses vitesses montre un plateau vers  $150 \text{ km s}^{-1}$  dès 20 arcsec, tandis que l'autre côté montre un plateau autour de  $200 \text{ km s}^{-1}$  à partir de 40 arcsec ; cette dissymétrie se retrouve au niveau de la carte des isovitesse sur laquelle on constate que l'allure des lignes isovitesse n'est pas du tout symétrique par rapport au petit axe cinématique, avec, notamment un changement assez net de l'orientation du grand axe cinématique en fin de disque, au nord. Sur la carte de WHISP, on retrouve la modification du grand axe au nord de la galaxie. Autant de perturbations ne s'expliquent sans doute pas uniquement par le fait que UGC 11429 possède un compagnon à plus de 10 arcmin vers le nord, UGC 11430, qui semble trop loin pour interagir fortement mais aussi et surtout par le fait que UGC 11429 se situe dans la région d'Hercule la plus dense du super amas local.

#### UGC 11557

Il n'y a pas de structure spirale vraiment discernable sur l'image  $H\alpha$  où on constate que les régions HII sont réparties sur l'ensemble du disque galactique. La courbe de rotation est symétrique. La carte des lignes isovitesse montre que la position du grand axe varie avec le rayon (il passe de  $92^\circ$  à  $105^\circ$  du centre au bord) et on a adopté un grand axe perpendiculaire au petit axe cinématique. Le champ de vitesses de WHISP à moyenne résolution spatiale (15 arcsec) est très révélateur des modifications que subit le grand axe : le disque de UGC 11557 semble être tout ondulé. Swaters (1999) a fourni une courbe de rotation, à partir des données de WHISP, qui croît régulièrement jusque vers  $80 \text{ km s}^{-1}$  à 90 arcsec. Lorsqu'on adopte ses paramètres cinématiques, l'accord

entre les deux courbes est excellent.

### UGC 11707

Cette galaxie magellanique possède des régions HII sur l'ensemble de son disque optique qui dessinent des bouts de bras spiraux. La courbe de rotation est très dissymétrique : les vitesses du côté qui s'éloigne croissent jusqu'à  $95 \text{ km s}^{-1}$  à  $70 \text{ arcsec}$  où elles marquent un court plateau jusque vers  $100 \text{ arcsec}$  (on ne va pas plus loin de ce côté) tandis que celles du côté qui s'approchent atteignent un maximum de  $110 \text{ km s}^{-1}$  vers  $45 \text{ arcsec}$  puis marquent un plateau autour de  $95 \text{ km s}^{-1}$  jusqu'à  $160 \text{ arcsec}$ . Les observations radio réalisées à Westerbork (Swaters, 1999) montrent que la cinématique du gaz neutre est régulière. La courbe HI est croissante et atteint la valeur de  $95 \text{ km s}^{-1}$  vers  $100 \text{ arcsec}$  puis croît lentement jusqu'à  $100 \text{ km s}^{-1}$  à  $200 \text{ arcsec}$ . L'inclinaison déterminée à partir de nos données GHASP ( $60^\circ$ ) est différente de celle trouvée en radio ( $68^\circ$ ). Swaters et al. (2003) ont obtenu une courbe  $H\alpha$  à partir d'observations en fente longue en adoptant  $68^\circ$  pour l'inclinaison. Leur courbe ne s'étend pas au-delà de  $40 \text{ arcsec}$  (essentiellement tracée à partir du côté qui s'éloigne) et se superpose complètement aux données HI. Seul le côté qui s'éloigne de notre courbe est en bon accord avec les données citées ci-dessus et il est étonnant de constater que cette discordance entre les deux courbes  $H\alpha$  persiste, même en simulant une fente et en adoptant les paramètres de Swaters et al.

### UGC 11852

UGC 11852 possède de l'hydrogène ionisé sur la presque totalité de son disque optique. Bien que classée barrée, la signature de la barre ne se discerne pas sur les lignes isovitesse. La courbe de rotation est assez symétrique, elle croît jusqu'à  $15 \text{ arcsec}$  où elle atteint la valeur de  $205 \text{ km s}^{-1}$ , puis suit un plateau autour de  $190 \text{ km s}^{-1}$  qui va plus loin du côté des vitesses élevées. Ce comportement est en accord avec le diagramme position-vitesse du HI le long du grand axe (WHISP) qui suggère que le maximum est rapidement atteint puis suivi par un plateau légèrement en dessous de ce maximum.

### UGC 11861

Cette galaxie magellanique barrée présente une intense émission  $H\alpha$  au niveau de sa barre ainsi qu'au sein de plusieurs régions HII le long des bras spiraux. L'émission diffuse est également importante et a permis d'obtenir des données sur l'ensemble du disque optique. Le champ de vitesses est régulier et ne marque pas de manière évidente la présence de la barre car cette dernière est alignée suivant le petit axe. La courbe de rotation est régulière et symétrique ; elle s'étend plus loin du côté qui s'approche, lequel

montre clairement qu'un plateau est atteint autour de  $165 \text{ km s}^{-1}$  à partir de 100 arcsec. Il est étonnant que cette galaxie soit classée magellanique car les images optiques montrent une structure spirale nette et la valeur du plateau correspond bien à celle attendue pour des galaxies de type Sc. Des données radio fournissent la cinématique du gaz neutre (Swaters, 1999) : l'extension du disque HI est équivalente à celle du disque  $\text{H}\alpha$  soit 130 arcsec. Par contre, la courbe  $\text{H}\alpha$  est au-dessus de la courbe HI de 10 à 20  $\text{km s}^{-1}$  à partir de 80 arcsec, bien que l'allure générale des deux courbes soit identique ; si l'on adopte l'angle de position déterminé en radio pour le grand axe ( $39^\circ$ ), le désaccord entre les deux courbes est encore plus important. Marchesini et al. (2002) ont déterminé une courbe de rotation à partir d'observations en optique avec un spectrographe à fente longue ; l'angle de position de leur grand axe est assez différent du notre ( $28^\circ$  contre  $33^\circ$ ) mais leur courbe est en très bon accord avec la nôtre.

#### UGC 11891

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### UGC 11909

Cette spirale, classée "peculiar" dans la base NED, est vue fortement inclinée ( $75^\circ$  environ). Sur l'image optique, on constate que cette galaxie est beaucoup plus étendue suivant un côté du disque, celui situé au Nord. On retrouve cette dissymétrie sur la carte monochromatique où l'émission du côté nord est plus intense. Au centre, les régions HII dessinent une barre et, effectivement, les lignes isovitesses associées à ces régions présentent la distorsion en S caractéristique de la présence d'une barre. Cette barre est décentrée vers le nord d'une douzaine de secondes d'arc par rapport au bulbe détectable sur la carte continuum. Le centre dynamique correspond au centre de la barre et non au maximum du continuum (si on adopte comme centre le noyau, alors la courbe de rotation devient complètement dissymétrique et perturbée). Le champ de vitesses met en évidence les modifications de l'angle de position du grand axe en fonction du rayon et montre que le disque semble gauchi du côté sud (vitesses élevées). Le grand axe adopté ici est celui qui symétrise au mieux la courbe de rotation (il passe au centre de symétrie des isovitesses du côté qui s'approche). La courbe est bien symétrique jusqu'à environ 70 arcsec, ensuite les vitesses du côté qui s'approche sont supérieures de 20  $\text{km s}^{-1}$  à celles du côté qui s'éloigne ; en moyenne, la courbe croît constamment jusqu'à environ  $160 \text{ km s}^{-1}$ . Sur la carte des vitesses à haute résolution de WHISP, on constate également le gauchissement du disque.

#### UGC 11914 (NGC 7217)



L'émission  $H\alpha$  de UGC 11914 suit une distribution en forme d'anneaux successifs : un premier, de diamètre interne 12 arcsec, un second, de diamètre 110 arcsec, et un troisième d'un diamètre de 210 arcsec (qui correspond à un anneau de gaz neutre qui se voit bien sur la carte de WHISP). Cette structure annulaire avait déjà été identifiée par de Vaucouleurs et Buta (1980) sur des images optiques. Bien que nous ne possédions pas d'information pour les 5 premiers arcsec de la courbe de rotation, on constate un fort gradient interne qui, avec une valeur de  $526 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  est largement la pente la plus forte que nous ayons déterminée (voir section analyse). La courbe ne présente aucune irrégularité : elle atteint un plateau vers  $250 \text{ km s}^{-1}$ . Marquez et al. (2002) ont obtenu une courbe  $H\alpha$  qui marque un plateau autour de  $150 \text{ km s}^{-1}$  seulement car ils ont adopté une inclinaison nettement supérieure à la nôtre et une valeur de l'angle de position du grand axe supérieure de  $12^\circ$ . Verdes-Montenegro et al. (1995) ont obtenu une courbe HI qui marque un plateau autour de  $300 \text{ km s}^{-1}$  entre 35 et 85 arcsec puis croît ensuite jusqu'à  $340 \text{ km s}^{-1}$ . La différence de valeur du plateau s'explique, là-encore, par la différence d'inclinaison adoptée ( $28^\circ$  en HI contre  $35^\circ$  pour GHASP).

#### **UGC 11951 (NGC 7321)**

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

#### **UGC 12060**

Les résultats, publiés dans le papier I, ont été redépouillés en adoptant un seuil de détection plus faible. Ceci a entraîné une modification du champ de vitesses et par suite la valeur du grand axe cinématique a été légèrement modifié (de  $15$  à  $13^\circ$ ).

#### **UGC 12101 (NGC 7320)**

Cette galaxie est la galaxie de champ, en avant-plan, du fameux Quintet de Stephan. L'émission  $H\alpha$  n'est pas très intense, comparativement au fond de ciel mais les observations se sont déroulées dans de mauvaises conditions météorologiques et le côté des vitesses positives (nord) est fortement pollué par une raie de OH. La courbe de rotation croît tout en marquant de nombreux paliers intermédiaires. Le noyau n'étant pas apparent sur la carte continuum, on a utilisé des images en bande I pour déterminer sa position. On a adopté la valeur de  $50^\circ$  pour l'inclinaison proche de celle déterminée par Williams et al. (2002) qui ont trouvé  $48^\circ$  à partir d'observations HI au VLA. Notre courbe est largement au-dessus de celle de Williams et al., puisqu'elle atteint la valeur de  $130 \text{ km s}^{-1}$  vers 50 arcsec, tandis que celle de Williams et al. atteint  $99 \text{ km s}^{-1}$  vers 60 arcsec. Pourtant nos paramètres cinématiques sont très proches (angle de position de  $129^\circ$  contre  $132^\circ$ ). Les deux champs de vitesses étant en bon accord, cette différence

pourrait s'expliquer par le fait que leur centre de rotation est décalé de 7 arcsec environ vers l'ouest. Pourtant si l'on adopte leur centre de rotation et que l'on modifie en conséquence la vitesse systémique, les deux courbes de rotation ne sont toujours pas en accord. Nous en concluons donc que les vitesses supérieures à  $100 \text{ km s}^{-1}$  à la fin de notre courbe sont dues aux mouvements anormaux des complexes HII situés au nord-ouest qui ne sont pas représentatifs du mouvement d'ensemble, ce qui explique pourquoi cela n'apparaît pas sur la cinématique du gaz neutre.

### UGC 12212

Voir commentaires et cartes dans le papier II.

### UGC 12276 (NGC 7440)

L'émission  $\text{H}\alpha$  de cette galaxie barrée est principalement localisée au départ des bras spiraux. Le champ de vitesses se limite donc à deux zones en forme d'arc, une au sud et l'autre au nord. L'inclinaison de  $38^\circ$  adoptée correspond au rapport des axes photométriques en bande B, l'angle de position du grand axe est de  $140^\circ$  (proche de celui indiqué par le champ de vitesses du HI dans les parties centrales). En dépit du manque d'information dans les parties internes, la courbe de rotation semble atteindre un plateau de  $120 \text{ km s}^{-1}$  vers 15 arcsec. Du côté qui s'approche, nous n'avons des points qu'entre 20 et 30 arcsec, mais cela est suffisant pour la détermination de la vitesse systémique. Le champ de vitesses du HI (WHISP) suggère la présence d'une forte barre au sein de laquelle il n'y a pas de gaz neutre. Le diagramme position-vitesse du HI le long du grand axe n'est pas cohérent avec la signature d'un plateau, suggérant que le plateau sur la courbe  $\text{H}\alpha$  n'est qu'un palier intermédiaire.

### UGC 12276 compagnon

Le compagnon de UGC 12276 se trouve à 2 arcmin environ au nord de cette dernière. C'est une galaxie naine très compacte, riche en émission  $\text{H}\alpha$ , avec une vitesse systémique proche de celle de UGC 12276, ce qui a permis d'obtenir également son champ de vitesses lors de l'observation de UGC 12276. Malgré sa petite taille et sa faible inclinaison, les vitesses radiales balayent l'intervalle allant de  $5670 \text{ km s}^{-1}$  à  $5750 \text{ km s}^{-1}$ . La courbe de rotation obtenue en supposant une inclinaison de  $35^\circ$  (indiquée par le rapport d'axes) est régulière, croissante jusqu'à 5 arcsec où elle atteint  $70 \text{ km s}^{-1}$  puis décroissante ensuite. Cette décroissance n'est vue que pour le côté qui s'éloigne car on n'a pas de mesures de vitesses pour l'autre côté après 6 arcsec, on ne sait donc pas si elle est symétrique et bien représentative du mouvement d'ensemble du disque de la galaxie. Le centre de rotation est décalé de près de 4 arcsec du noyau de la galaxie ce qui est

énorme puisque cela représente la moitié de la taille de la galaxie. Sur la carte HI de WHISP, cette galaxie est vue comme une petite tache et donc aucune information ne peut en être tirée.

### UGC 12343 (NGC 7479)

Cette galaxie spirale, fortement barrée, possède une structure spirale dissymétrique à deux bras. La carte  $H\alpha$  montre la présence de chaînes de régions HII tout le long des deux bras ; par contre on observe un trou dans la distribution de gaz ionisé au centre. La courbe  $H\alpha$  présente une partie en rotation en corps-solide jusqu'à 60 arcsec qui correspond à la fin de la barre en optique, au-delà de ce rayon les deux côtés se comportent différemment : le côté qui s'éloigne (côté sud) marque un plateau autour de  $230 \text{ km s}^{-1}$  tandis que le côté qui s'approche atteint un maximum à  $260 \text{ km s}^{-1}$  vers 120 arcsec puis décroît jusqu'à  $210 \text{ km s}^{-1}$  vers 200 arcsec. Le champ de vitesses montre que les parties centrales sont dominées par des mouvements non-circulaires probablement liés à la barre centrale. De ce fait, la courbe de rotation est très irrégulière jusqu'à un rayon de 15 arcsec. Les lignes isovitesse montrent que l'angle de position du grand axe tourne avec le rayon. L'angle de position finalement adopté, et qui symétrise au mieux les deux côtés de la courbe, relie les deux extrema de part et d'autre du petit axe ; il vaut  $25^\circ$ . De nombreux articles fournissent des données cinématiques sur UGC 12343 : Duval et al. (1985) ont étudié les mouvements du gaz ionisé avec un spectrographe à fente. Ils ont adopté un angle de position de  $15^\circ$ . Si nous adoptons leurs paramètres cinématiques, nos résultats concordent avec les leurs. Sempere et al. (1995) ont réalisé des observations CO de UGC 12343 avec le télescope de l'IRAM. Ils ont trouvé que le gaz moléculaire se concentre dans la barre et dans le spot central ; ces observations vont de pair avec la présence au centre d'un starburst mis en évidence par les détections IRAS de flux importants en FIR (Martinet, 1997) et expliquant la présence de tels mouvements non-circulaires au centre de la galaxie. Les points de vitesses obtenus en radio sont plus ou moins en accord avec les points  $H\alpha$  (entre 0 et  $20 \text{ km s}^{-1}$  de différence). Wilke et al. (2000) ont étudié l'émission  $H\alpha$  (un spectrographe à fente longue), ils ont placé leur fente suivant cinq positions et fournissent la courbe de rotation pour chacune des positions ; pour deux des positions adoptées ( $35^\circ$  et  $11^\circ$ , qui correspondent respectivement au grand axe morphologique du disque et de la barre) nos résultats (en simulant une fente) sont en désaccord total avec les leurs, notamment au niveau de la vitesse maximale atteinte à chaque rayon (nos valeurs sont supérieures de  $50$  à  $100 \text{ km s}^{-1}$ ). Marquez et al. (2002) ont eux aussi obtenu une courbe de rotation qui marque un plateau vers  $160 \text{ km s}^{-1}$  seulement en plaçant la fente suivant un angle de  $45^\circ$ . En adoptant leur angle de position et en simulant une fente, nous retrouvons

bien leur courbe de rotation à partir de nos données GHASP. En conclusion, UGC 12343 a fait l'objet de plusieurs études cinématiques, la plupart du temps basées sur des observations avec un spectrographe à fente longue. Aucune des courbes de rotation publiées, exceptée celle de Duval et al. (1985), n'est en accord avec la nôtre (ni avec les autres d'ailleurs) du fait de la mauvaise position adoptée pour la fente. Cette galaxie illustre bien l'avantage du Fabry-Perot sur le spectrographe à fente longue.

### UGC 12632

Cette galaxie magellanique présente une apparence très diffuse en optique. L'émission  $H\alpha$  se résume à un ensemble de régions HII réparties sur l'ensemble du disque et qui dessinent notamment une chaîne au nord. L'émission diffuse est quasi-nulle et le champ de vitesses se résume donc lui aussi à quelques zones. La structure carrée qui apparaît sur l'image monochromatique correspond aux bords du filtre (et le rectangle à de la lumière parasite). L'amplitude en vitesses radiales est faible :  $60 \text{ km s}^{-1}$ . Aucun noyau n'est visible sur notre carte continuum et on l'a localisé en étudiant des images en bande R (XDSS et Swaters et al., 2002). La courbe de rotation est assez perturbée, notamment pour le côté qui s'approche, et, afin de limiter les irrégularités, nous avons limité le secteur d'angle considéré à  $35^\circ$ . Le côté qui s'éloigne croît irrégulièrement jusqu'à environ  $70 \text{ km s}^{-1}$  cependant que le côté qui s'approche oscille fortement. UGC 12632 a été observée en radio par le programme WHISP. Le champ de vitesses du gaz neutre est très régulier (nous avons adopté leur inclinaison) ; La courbe HI (Swaters, 1999 ; Stil & Israel, 2002) croît rapidement jusqu'à  $60 \text{ km s}^{-1}$  à  $90 \text{ arcsec}$  puis croît en pente douce jusque vers  $80 \text{ km s}^{-1}$ .

### UGC 12754 (NGC 7741)

Les résultats, publiés dans le papier I, ont été redépouillés en adoptant un seuil de détection plus faible. Ceci a entraîné une modification du champ de vitesses mais pas des paramètres cinématiques initialement obtenus, ni de la courbe de rotation initialement publiée.

#### 4.2.2 Les cartes et courbes de rotation

Dans ce paragraphe, les différentes cartes sur lesquelles se sont appuyés mes commentaires sont présentées. Pour chaque galaxie qui n'a pas fait l'objet d'une publication ou qui a été publiée dans le papier I (Garrido et al., 2002), les résultats sont présentés sous forme de colonne avec, de haut en bas : la carte  $H\alpha$ , le champ de vitesses en version colorée (le bleu étant associé aux faibles vitesses radiales, le rouge aux hautes)

sur lequel on a superposé les lignes isovitesses et la courbe de rotation (quand on en a obtenu une).

L'émission continuum a été soustraite sur les cartes monochromatiques mais néanmoins il peut rester certains résidus de continuum lors de la présence de bulbes ou d'étoiles de champ très lumineux. Les lignes isovitesses ont été obtenues à partir d'un champ de vitesses lissé suivant 7x7 pixels. Lorsque les lignes ne sont pas continues, elles ont été artificiellement reliées avec des pointillés.

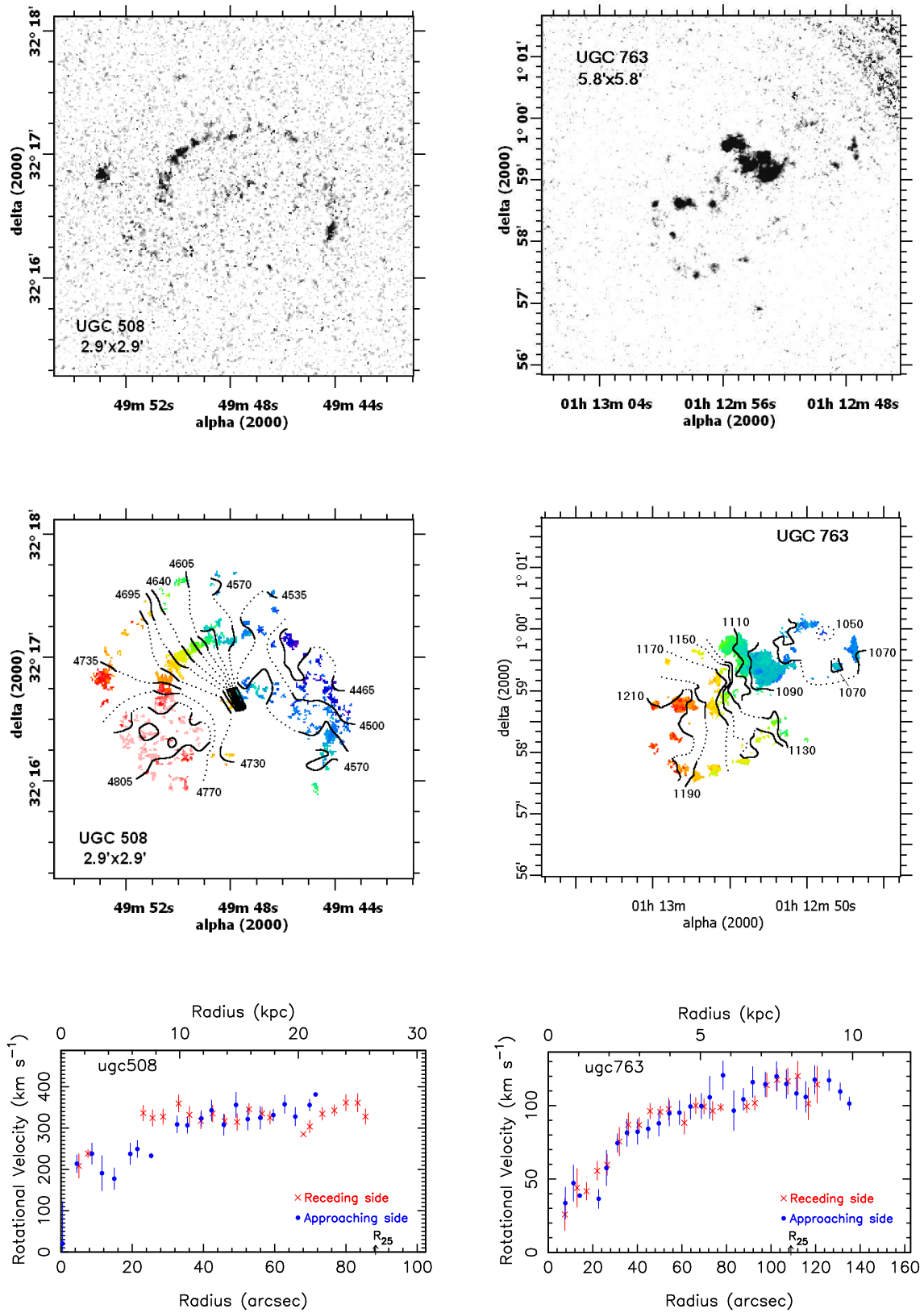


FIG. 4.3 – UGC 508 et UGC 763

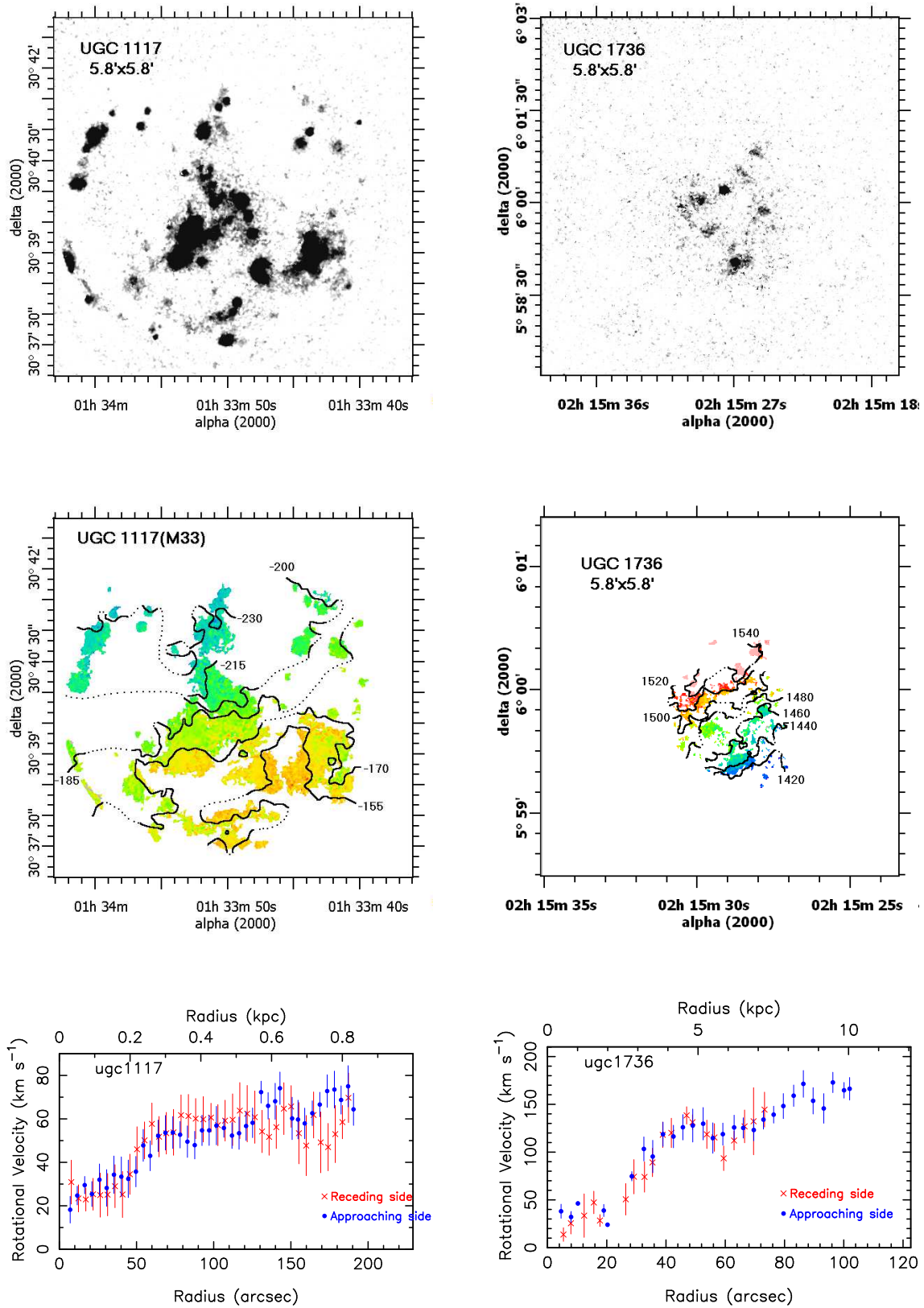


FIG. 4.4 – UGC 1117 et UGC 1736

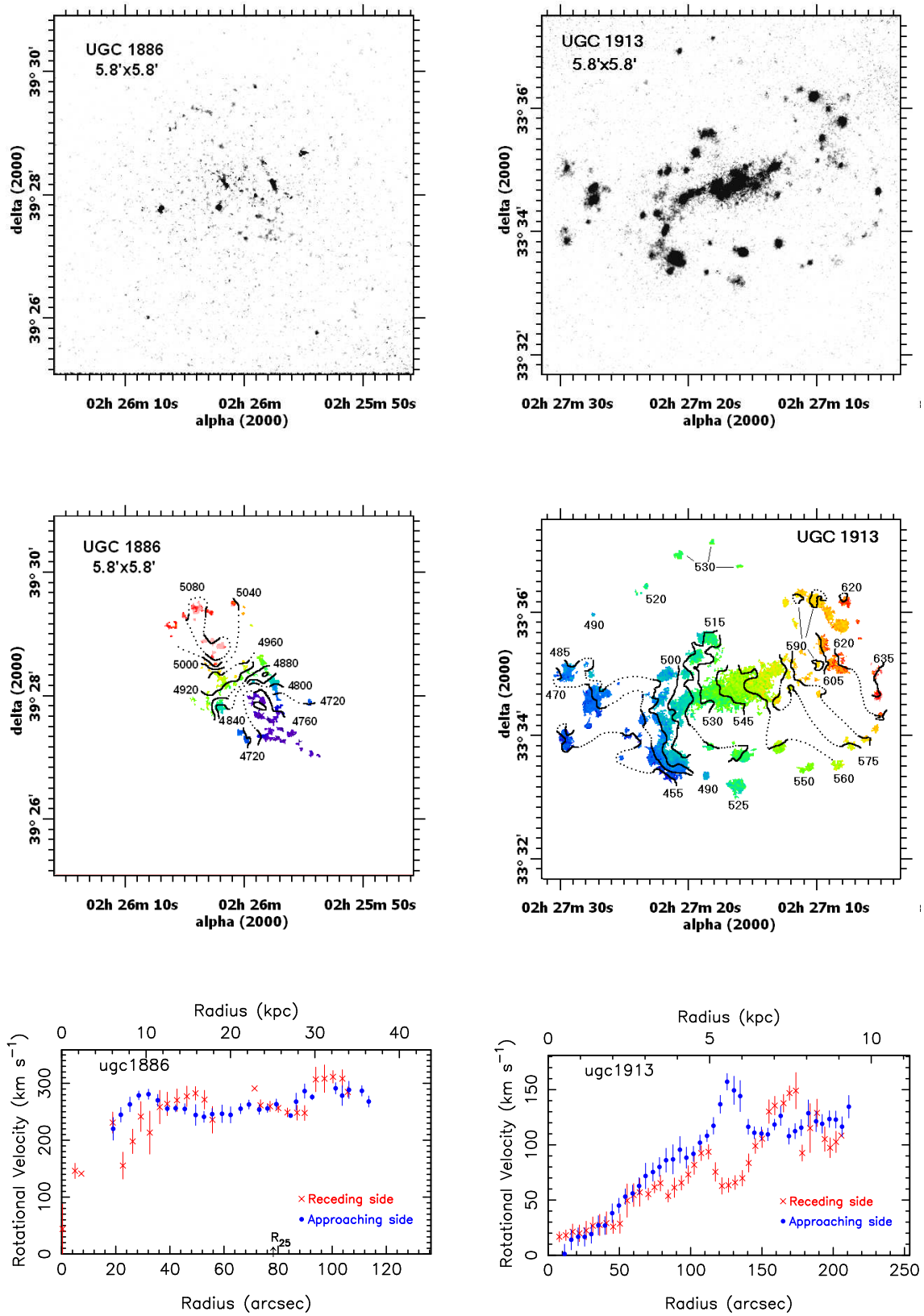


FIG. 4.5 – UGC 1886 et UGC 1913



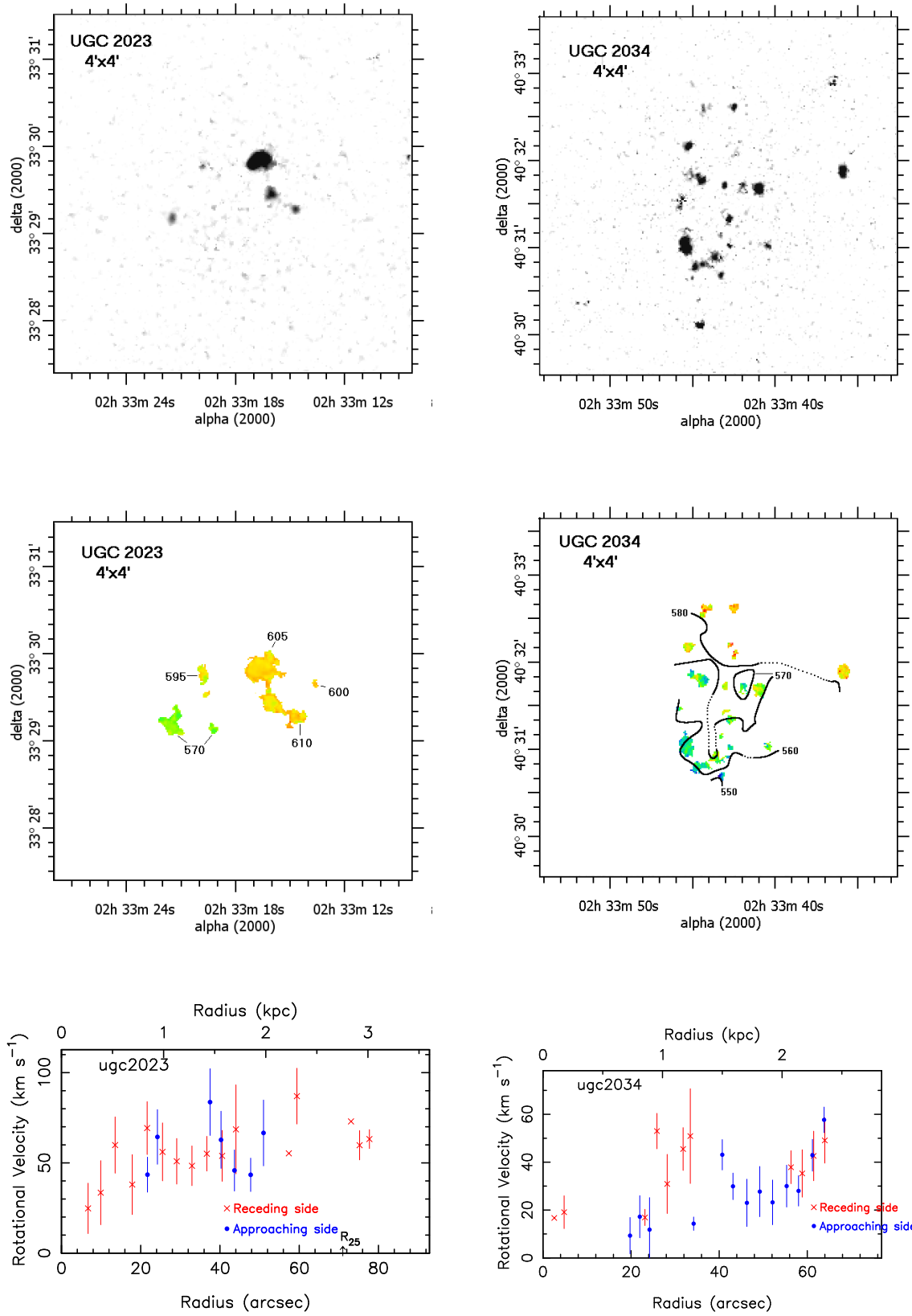


FIG. 4.6 – UGC 2023 et UGC 2034

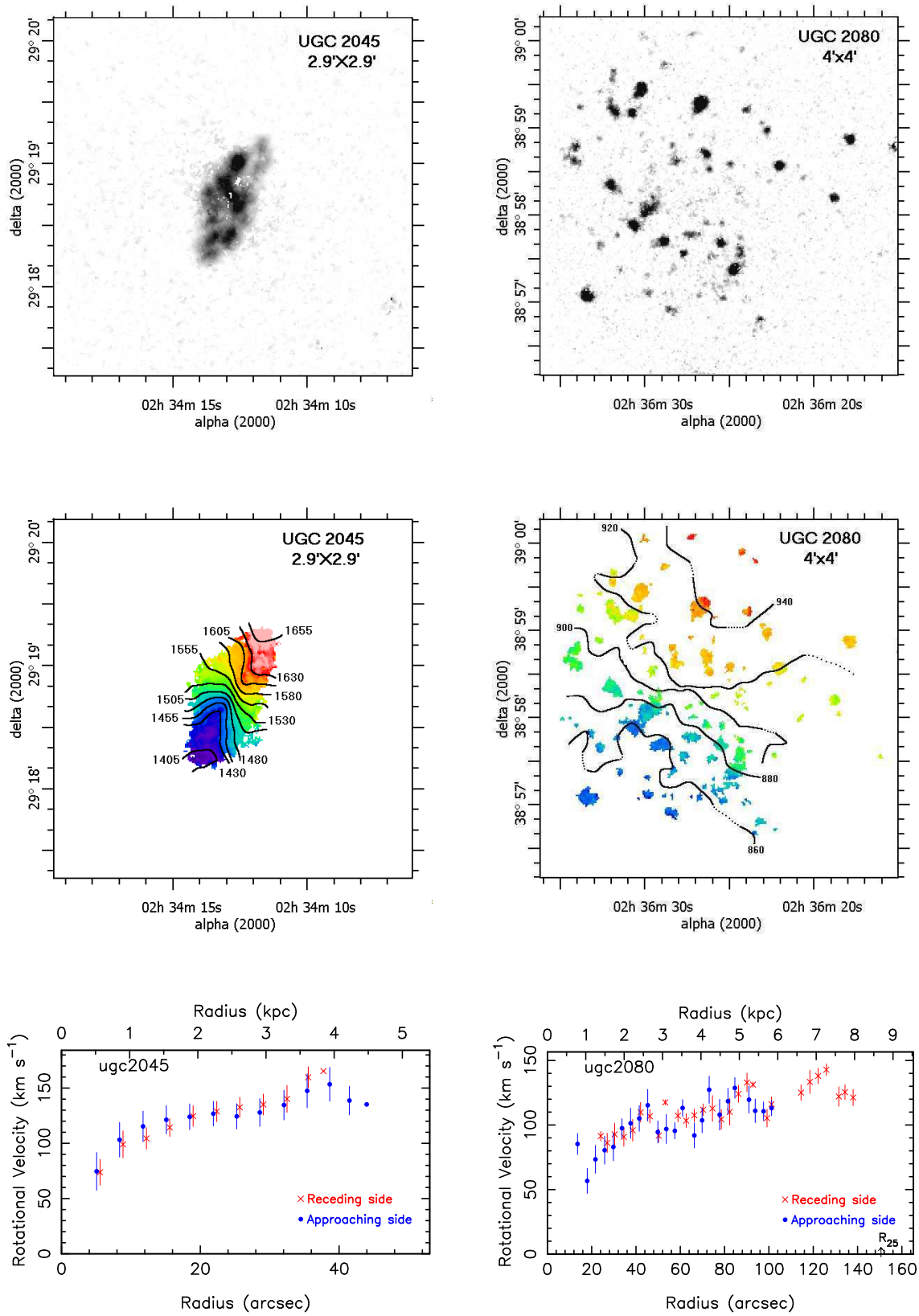


FIG. 4.7 – UGC 2045 et UGC 2080

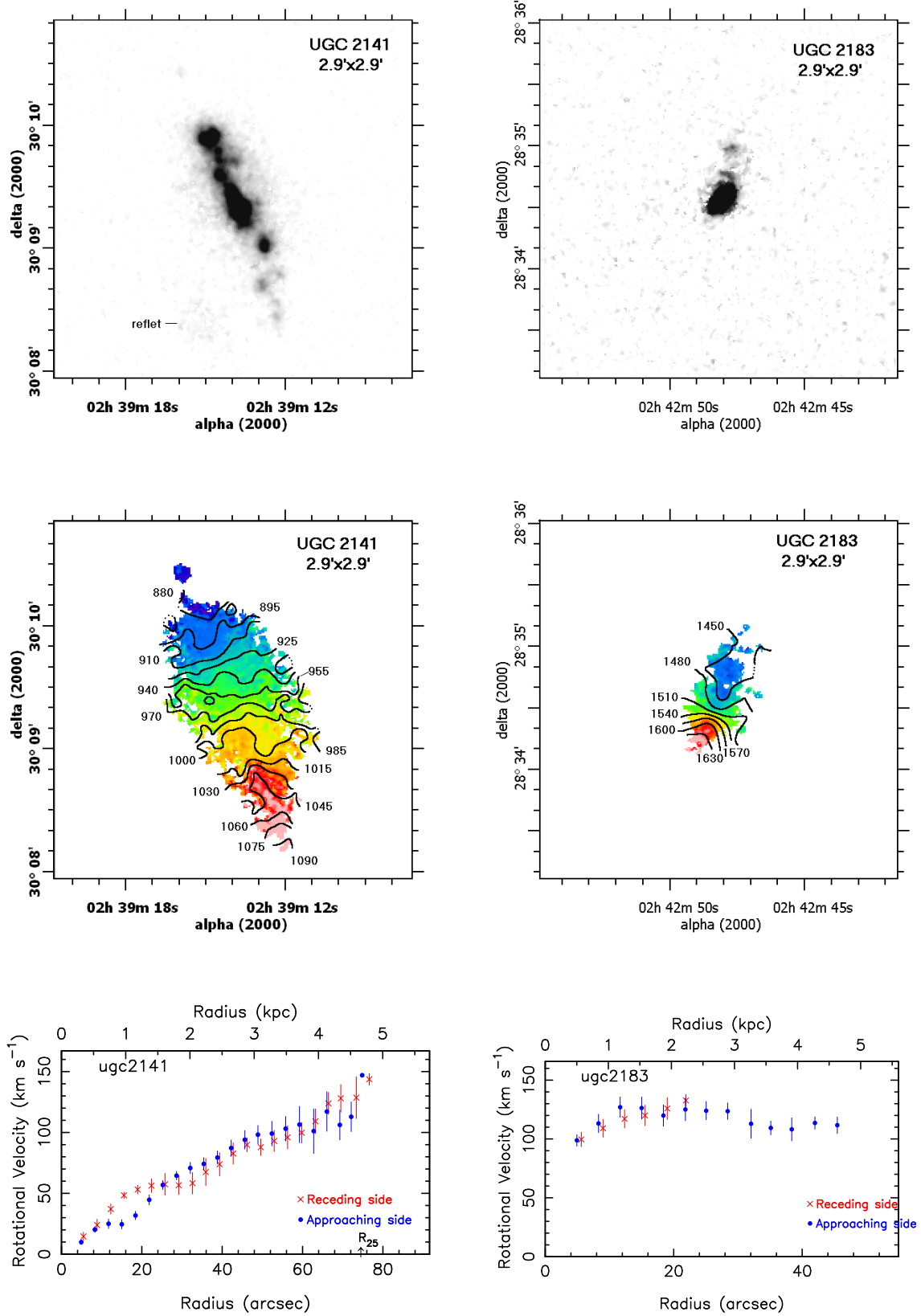


FIG. 4.8 – UGC 2141 et UGC 2183

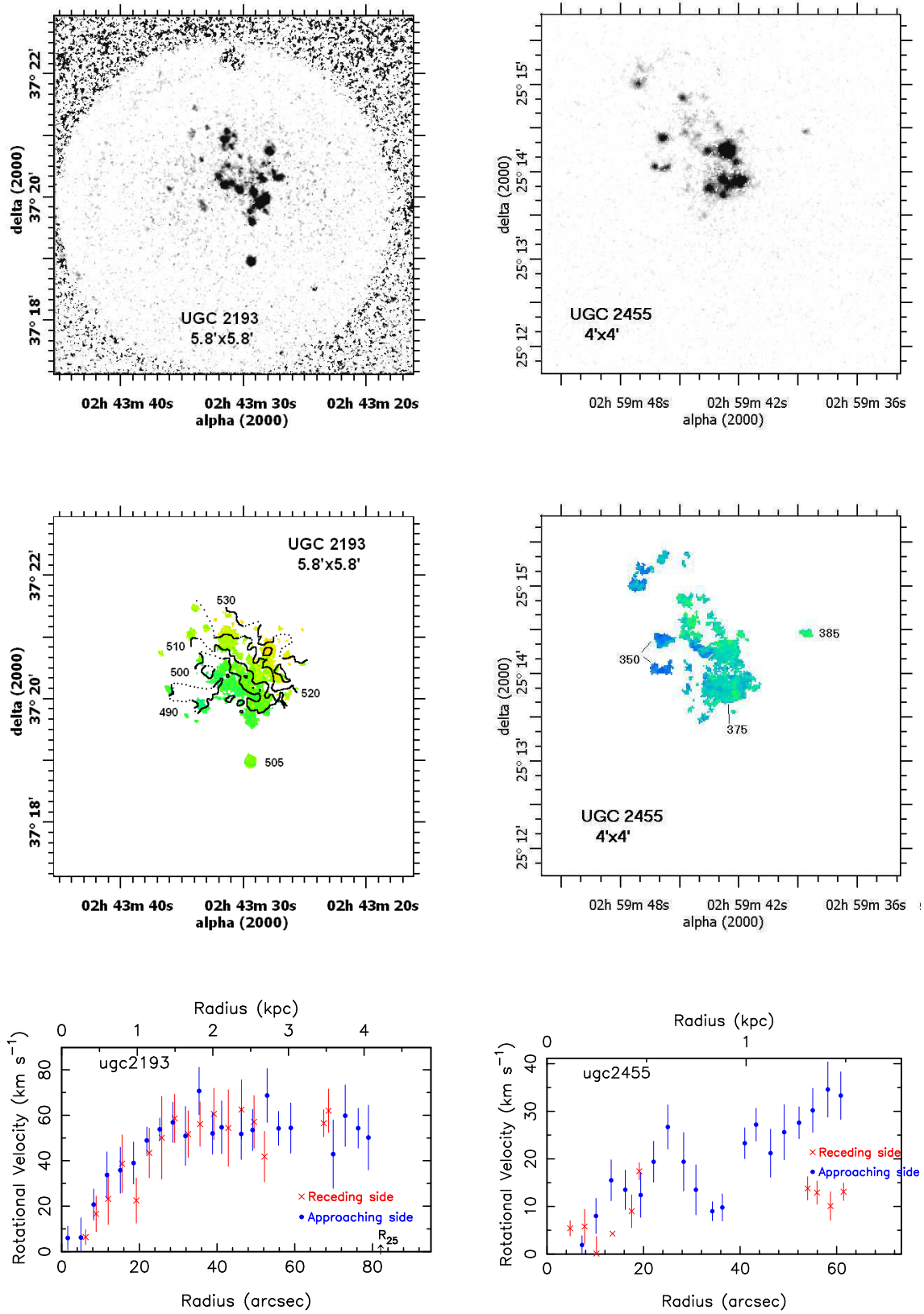


FIG. 4.9 – UGC 2193 et UGC 2455

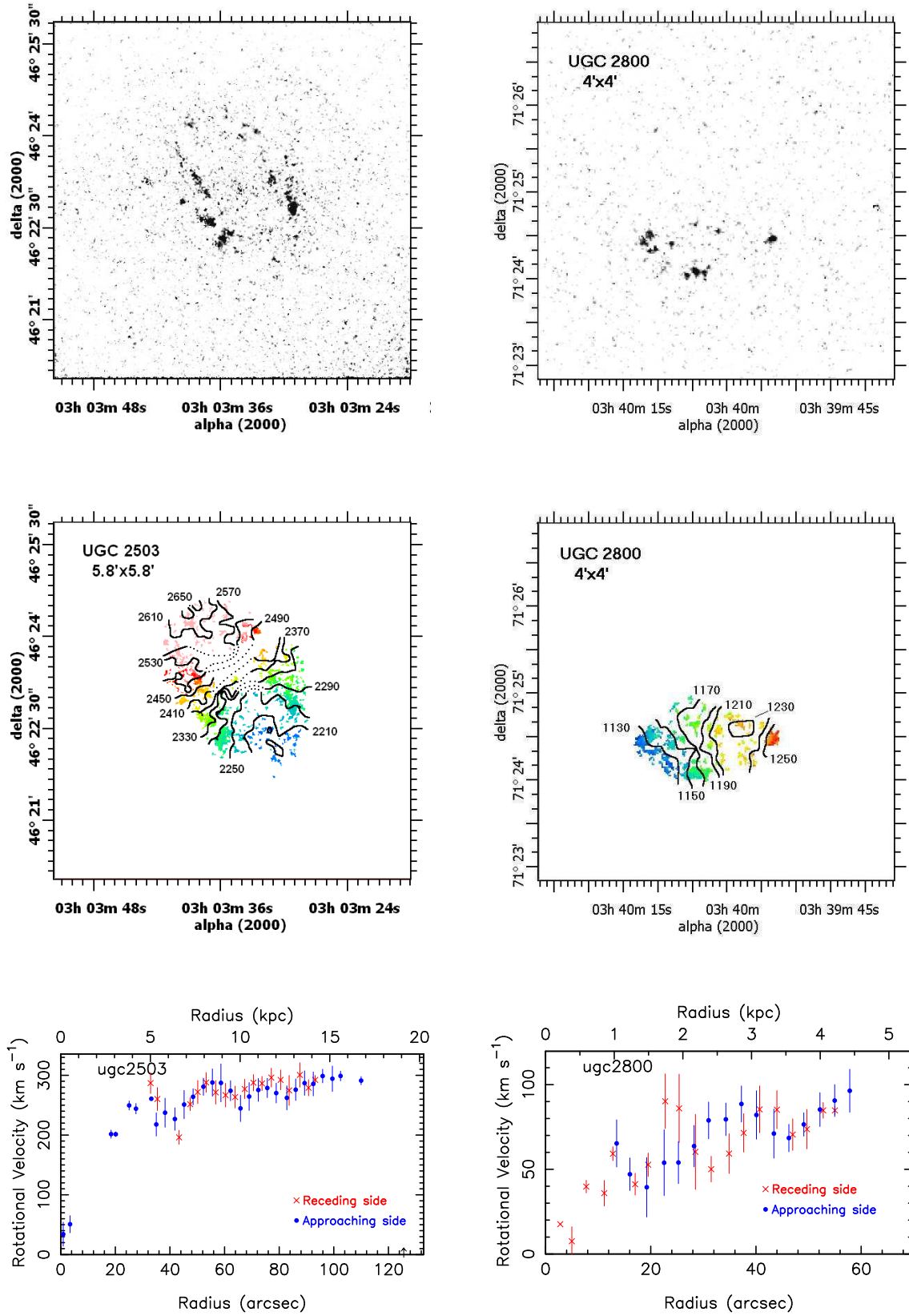


FIG. 4.10 – UGC 2503 et UGC 2800

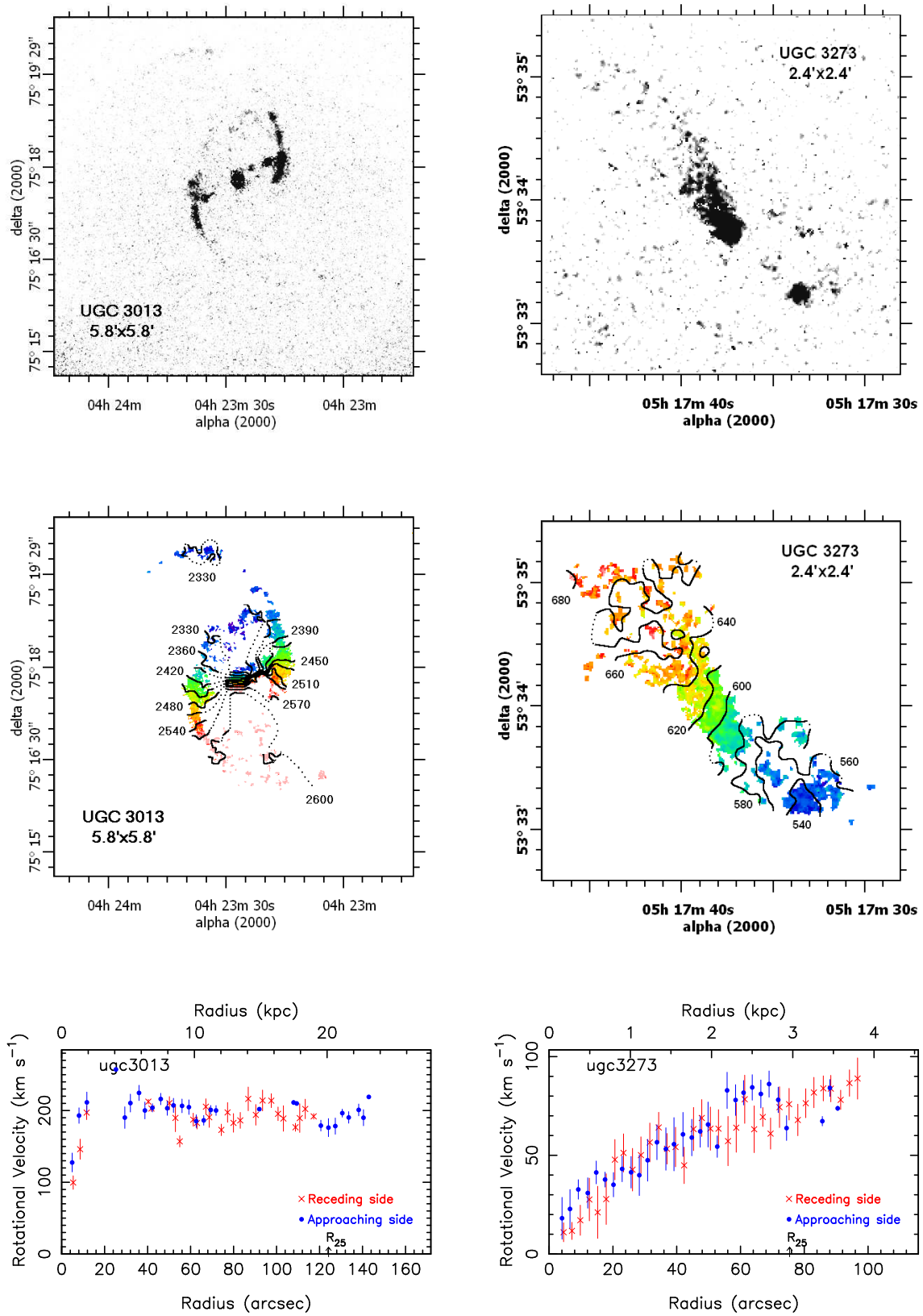
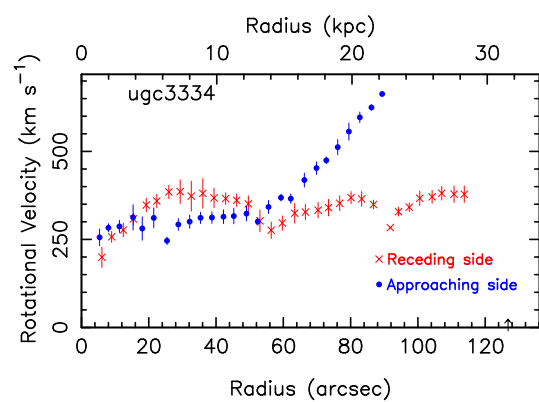
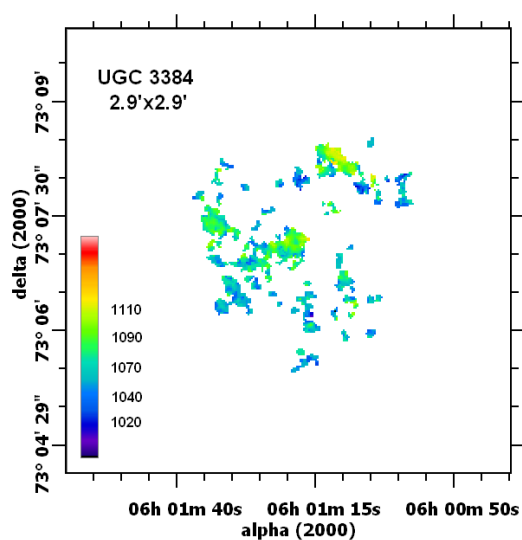
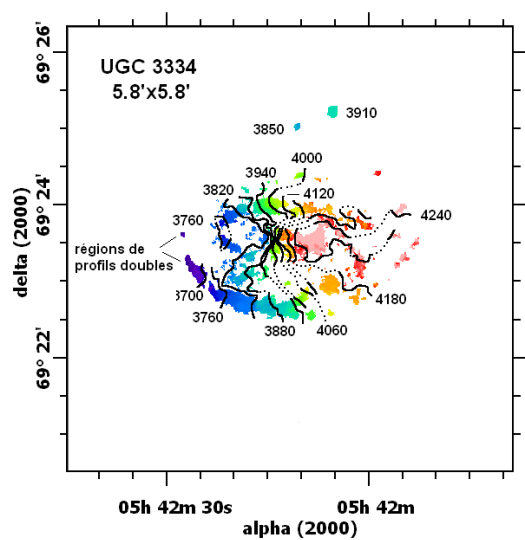
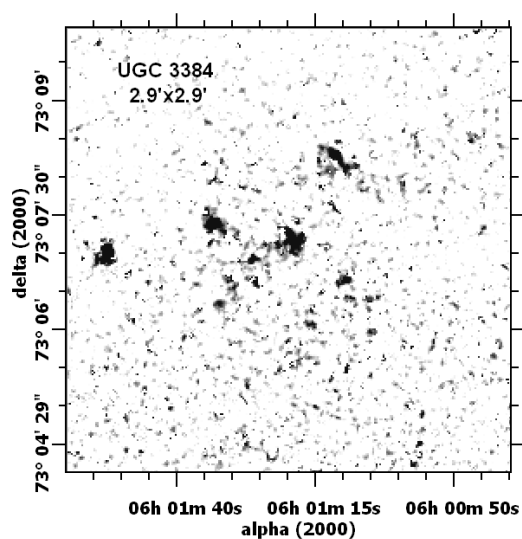
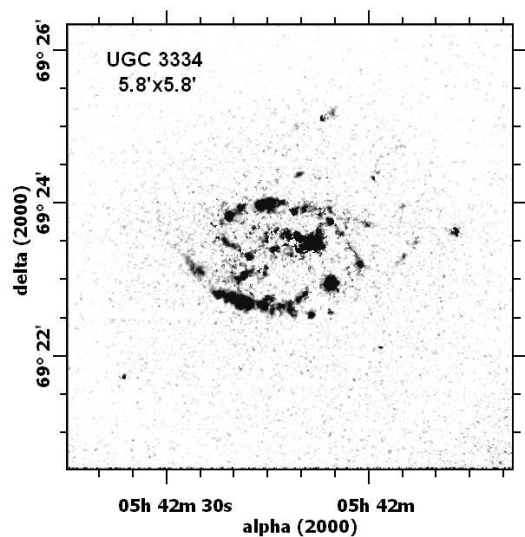


FIG. 4.11 – UGC 3013 et UGC 3273





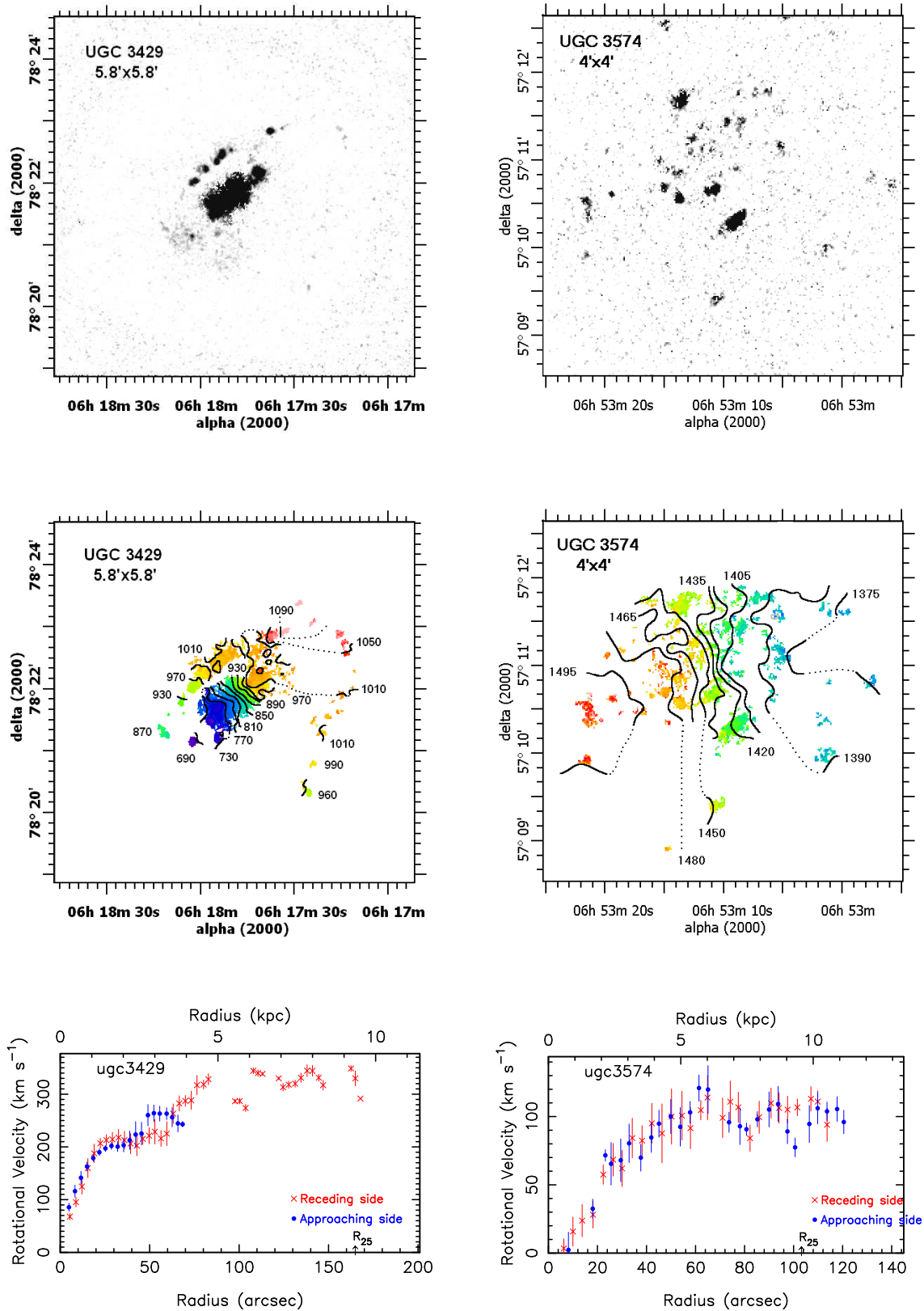


FIG. 4.13 – UGC 3429 et UGC 3574



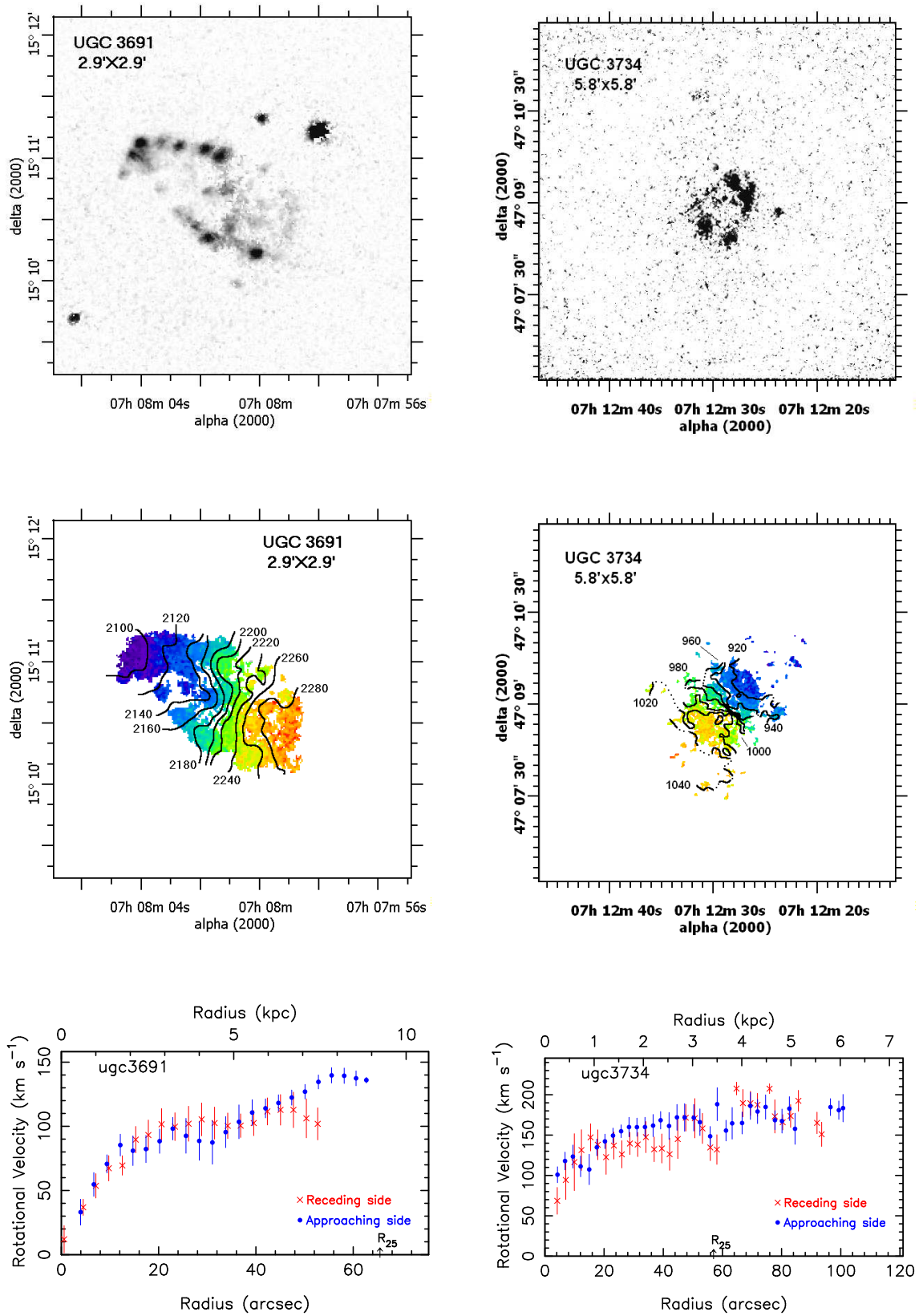


FIG. 4.14 – idem pour UGC 3691 et UGC 3734

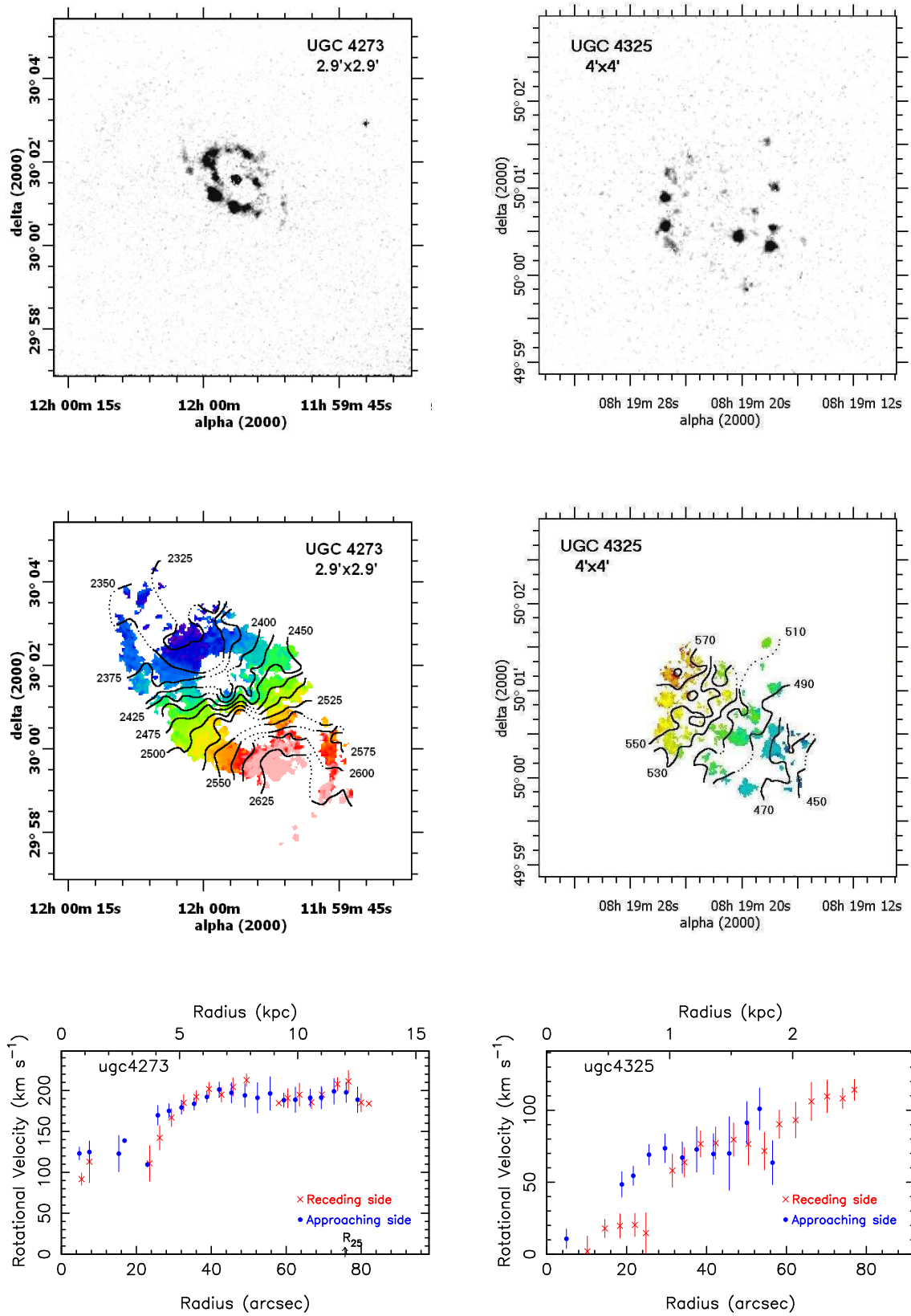


FIG. 4.15 – UGC 4273 et UGC 4325

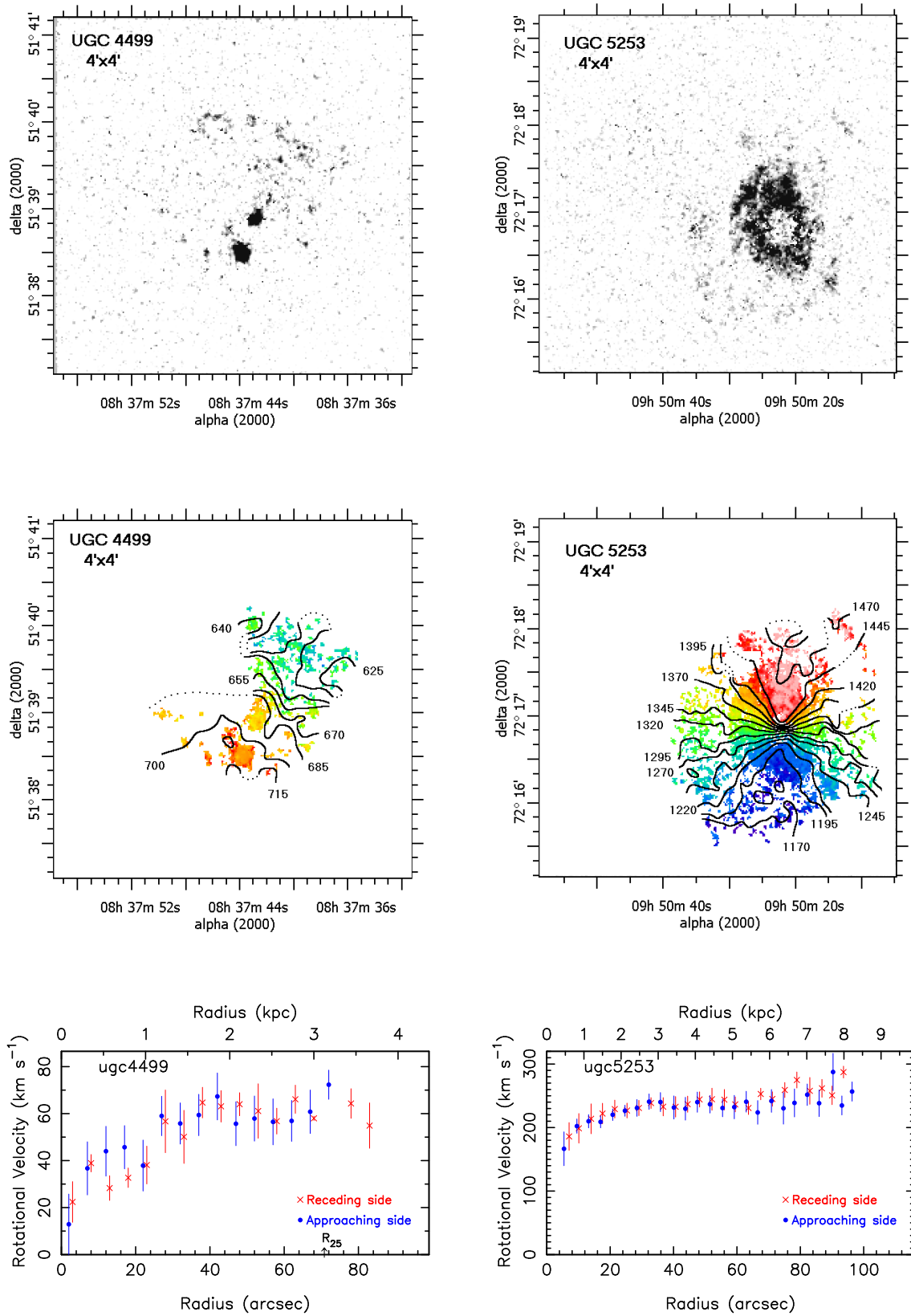


FIG. 4.16 – UGC 4499 et UGC 5253

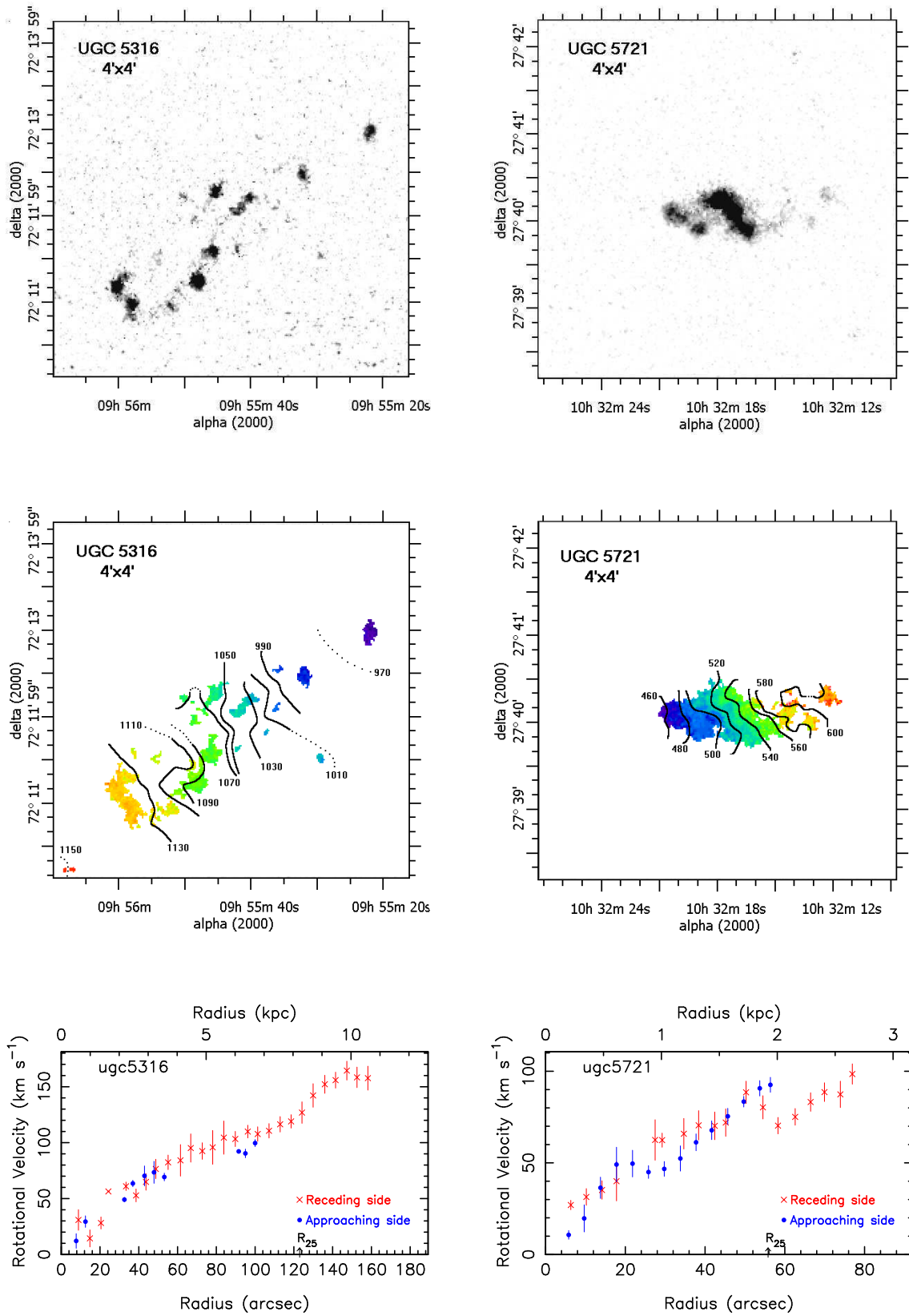


FIG. 4.17 – UGC 5316 et UGC 5721

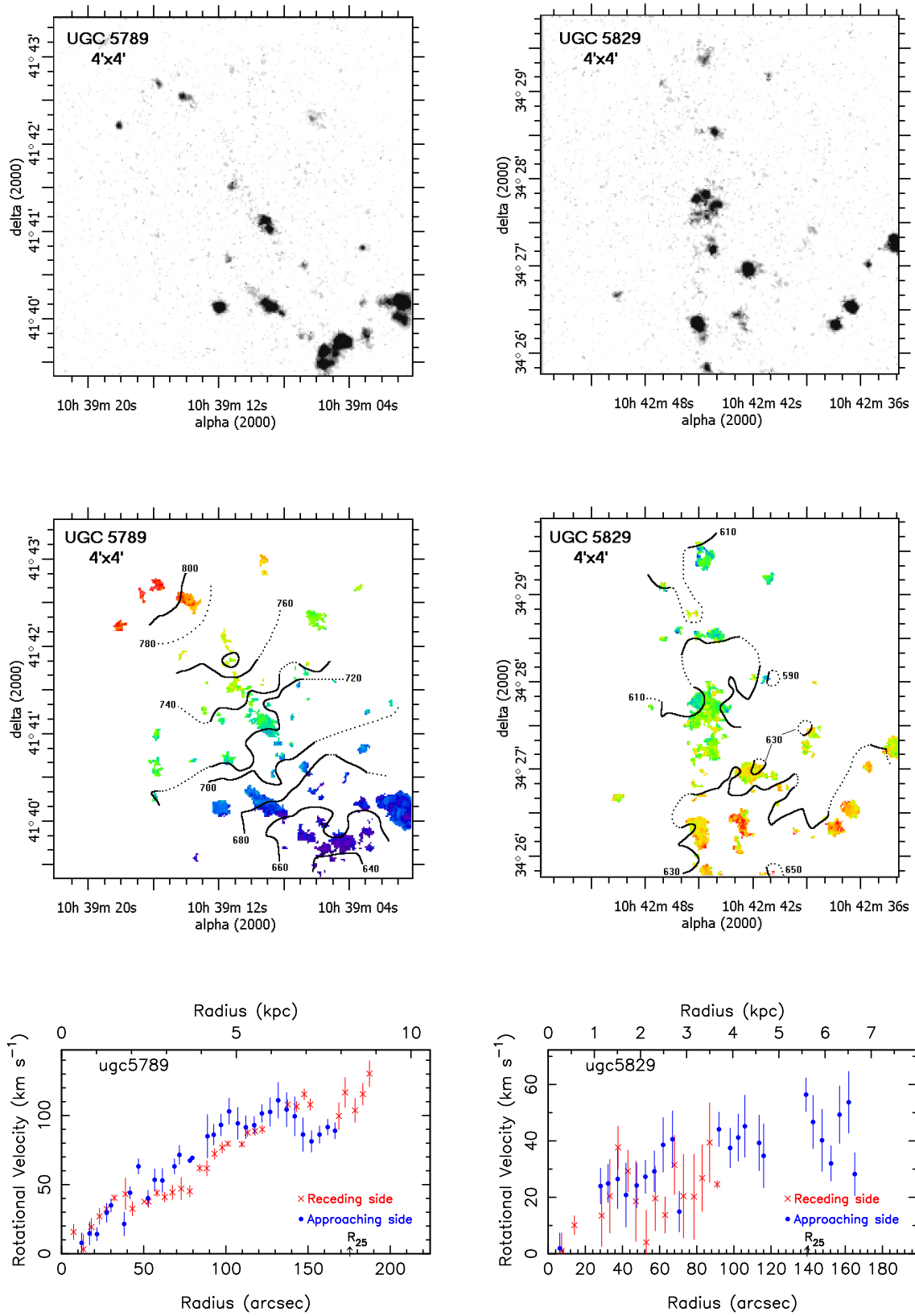


FIG. 4.18 – UGC 5789 et UGC 5829

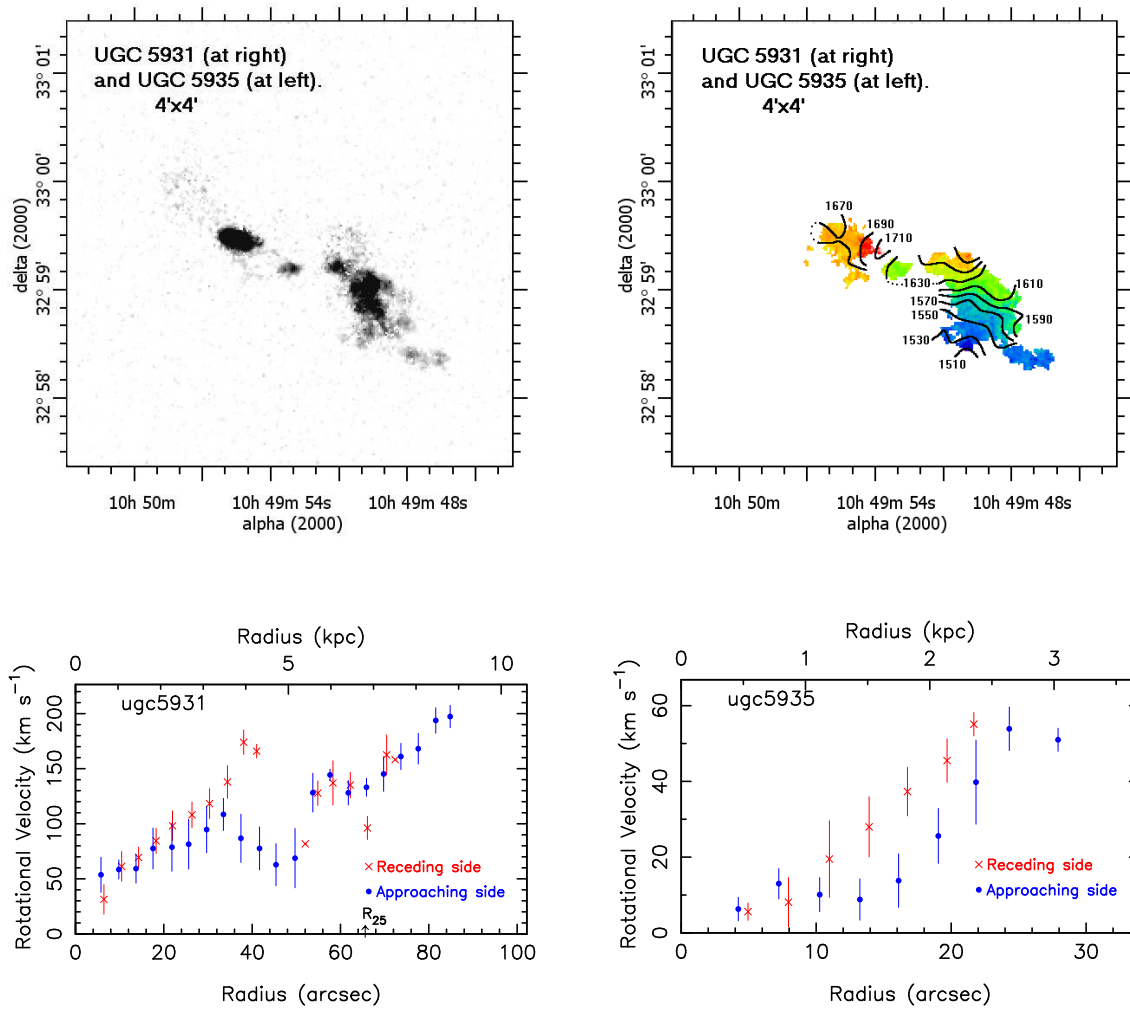


FIG. 4.19 – UGC 5931 et UGC 5935

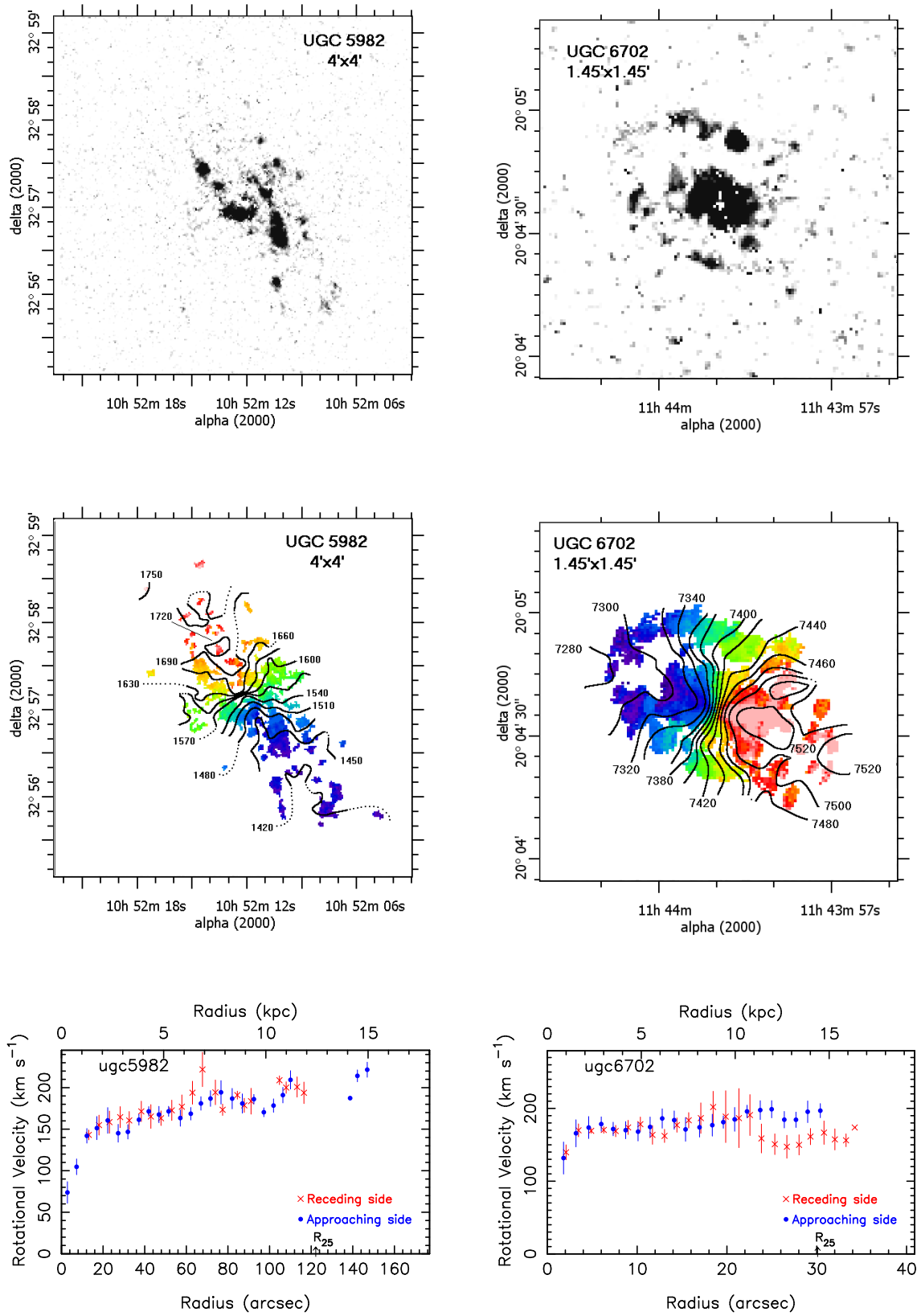


FIG. 4.20 – UGC 5982 et UGC 6702



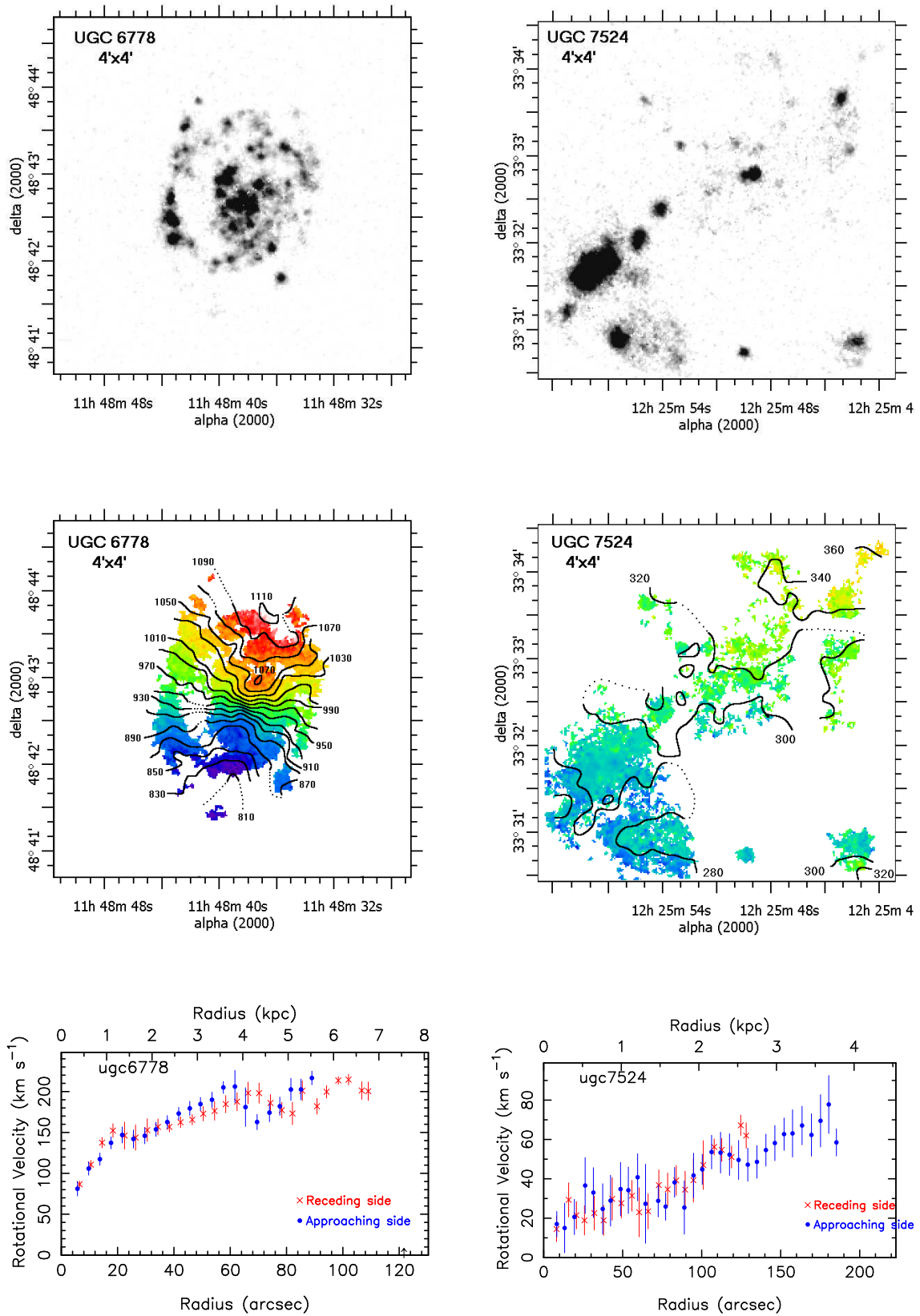


FIG. 4.21 – UGC 6778 et UGC 7524



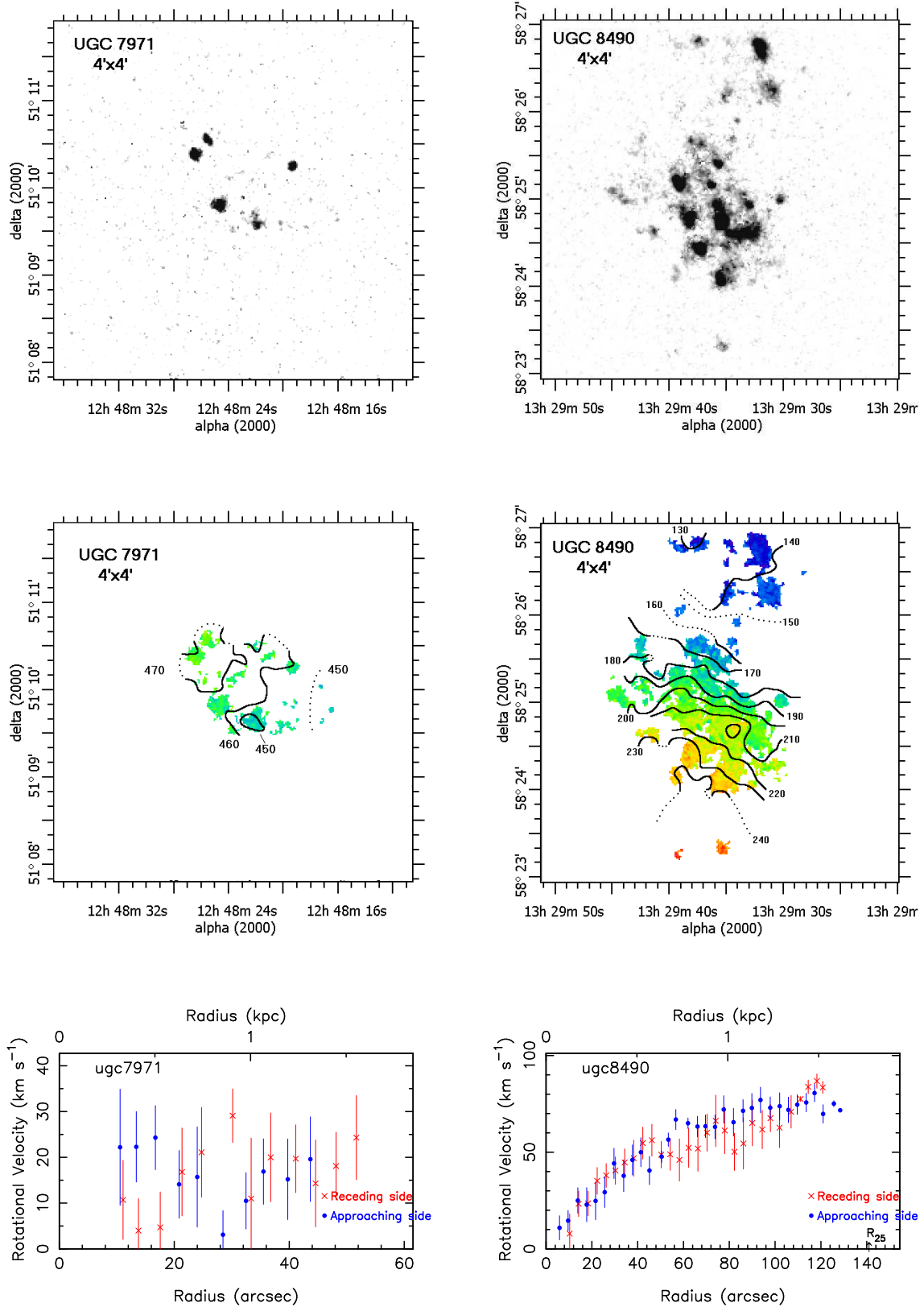


FIG. 4.22 – UGC 7971 et UGC 8490

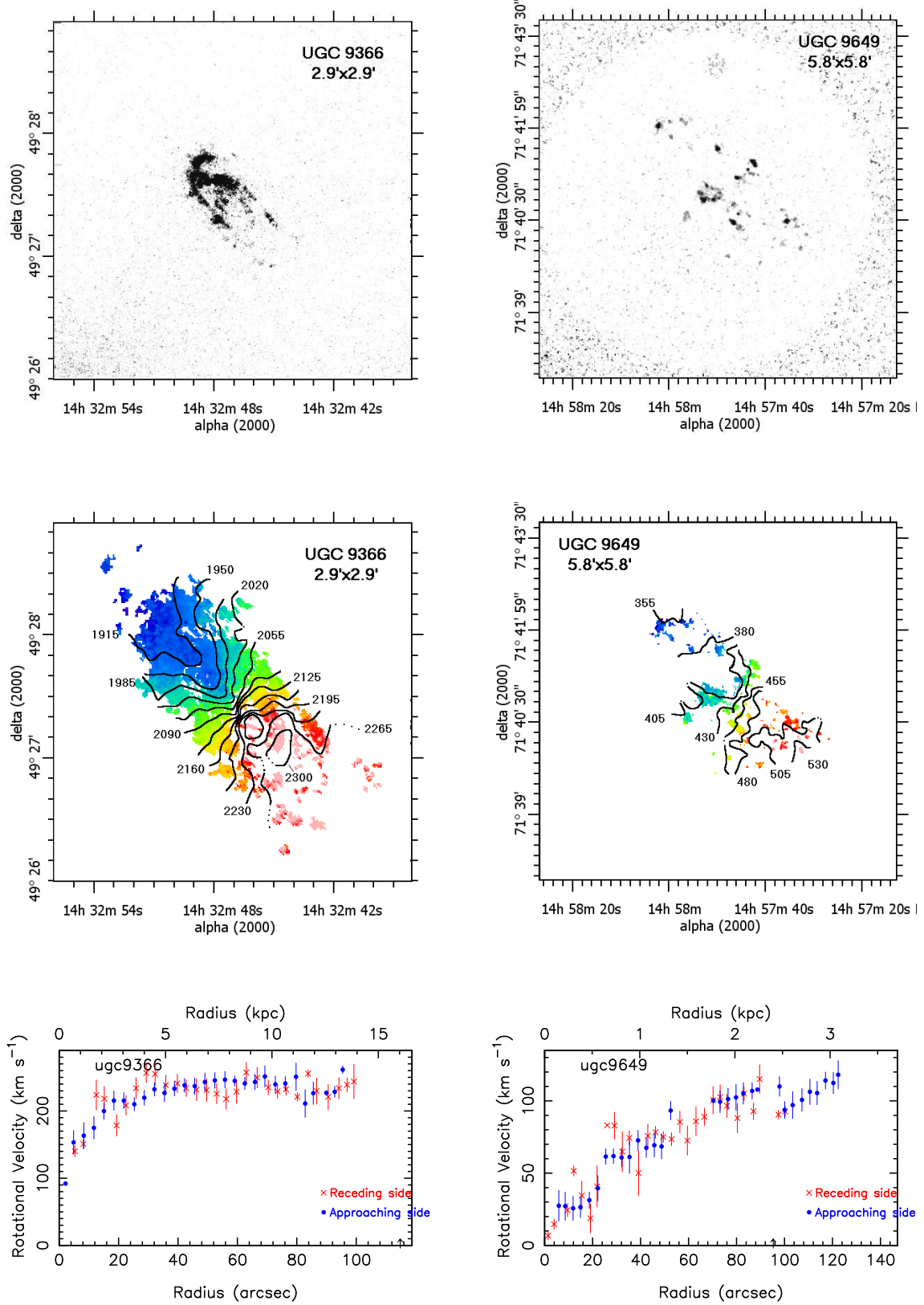


FIG. 4.23 – UGC 9366 et UGC 9649

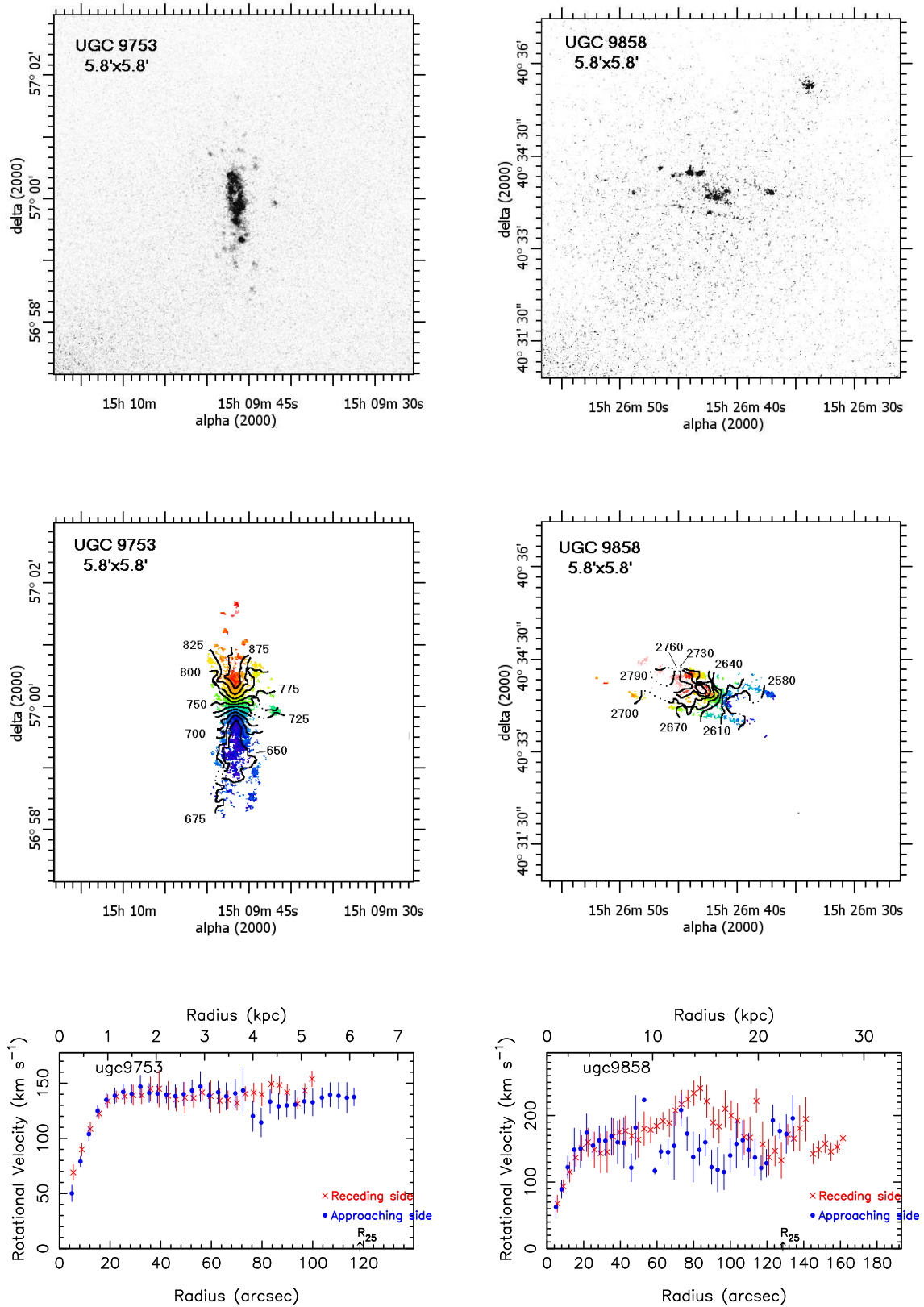
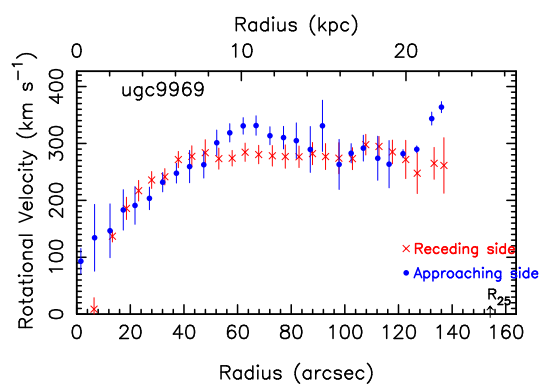
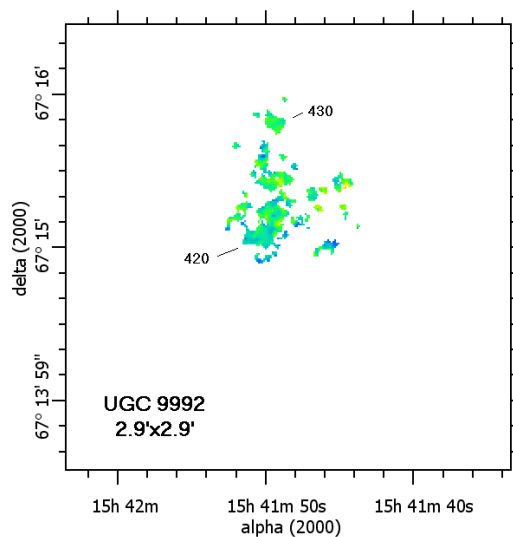
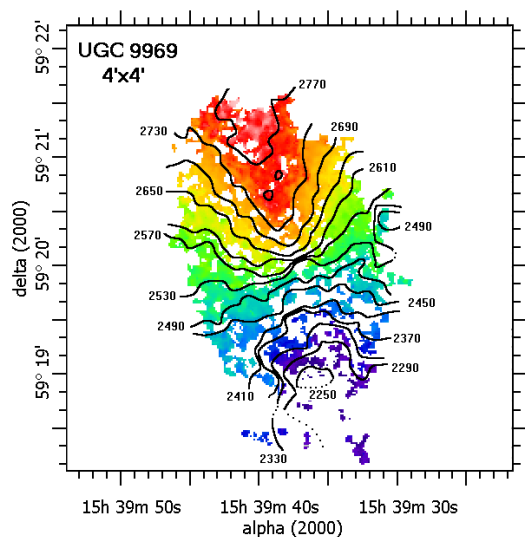
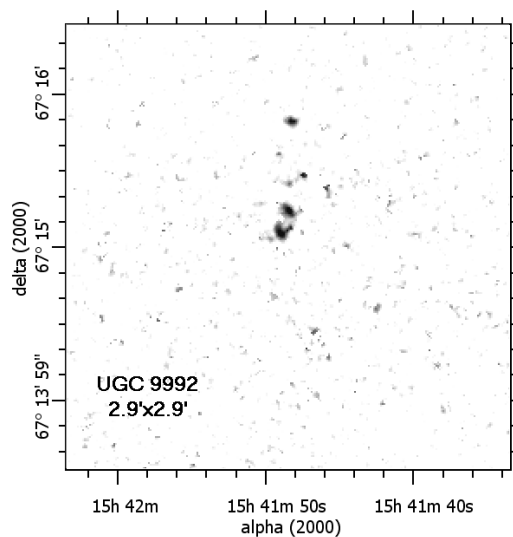
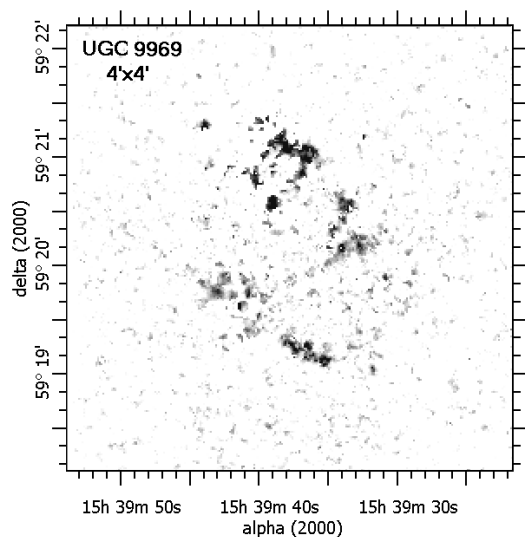


FIG. 4.24 – UGC 9753 et UGC 9858



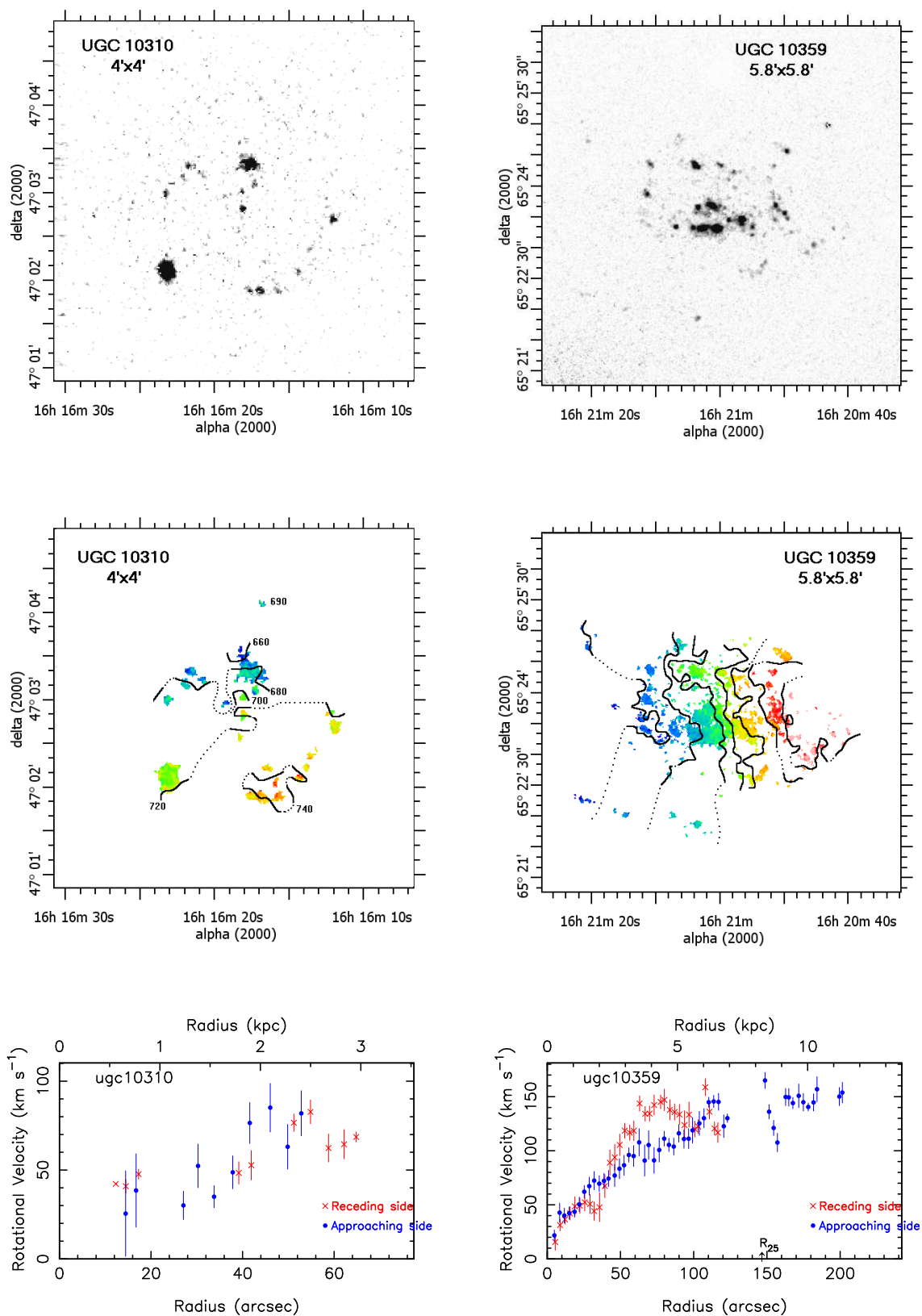


FIG. 4.26 – UGC 10310 et UGC 10359

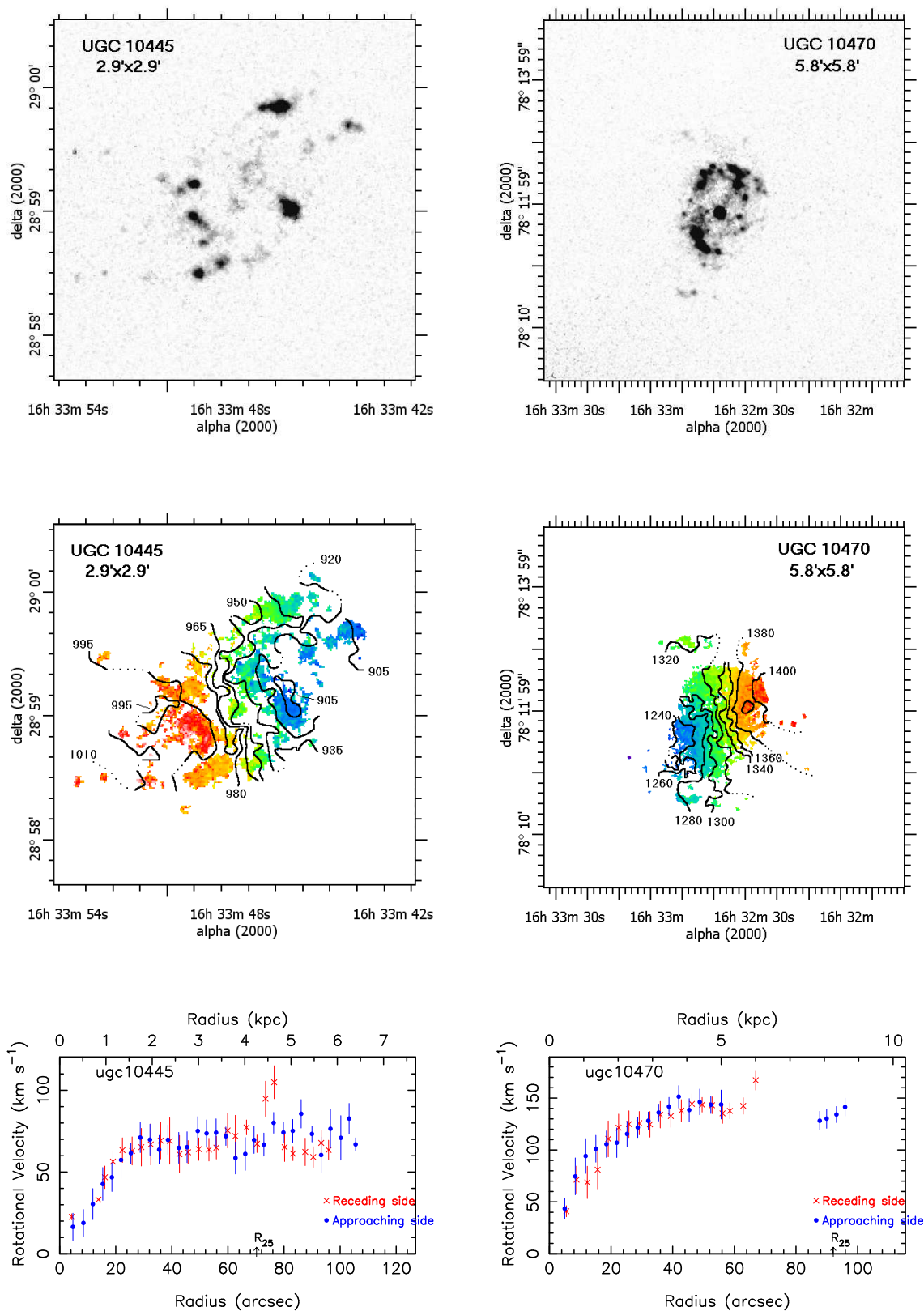


FIG. 4.27 – UGC 10445 et UGC 10470



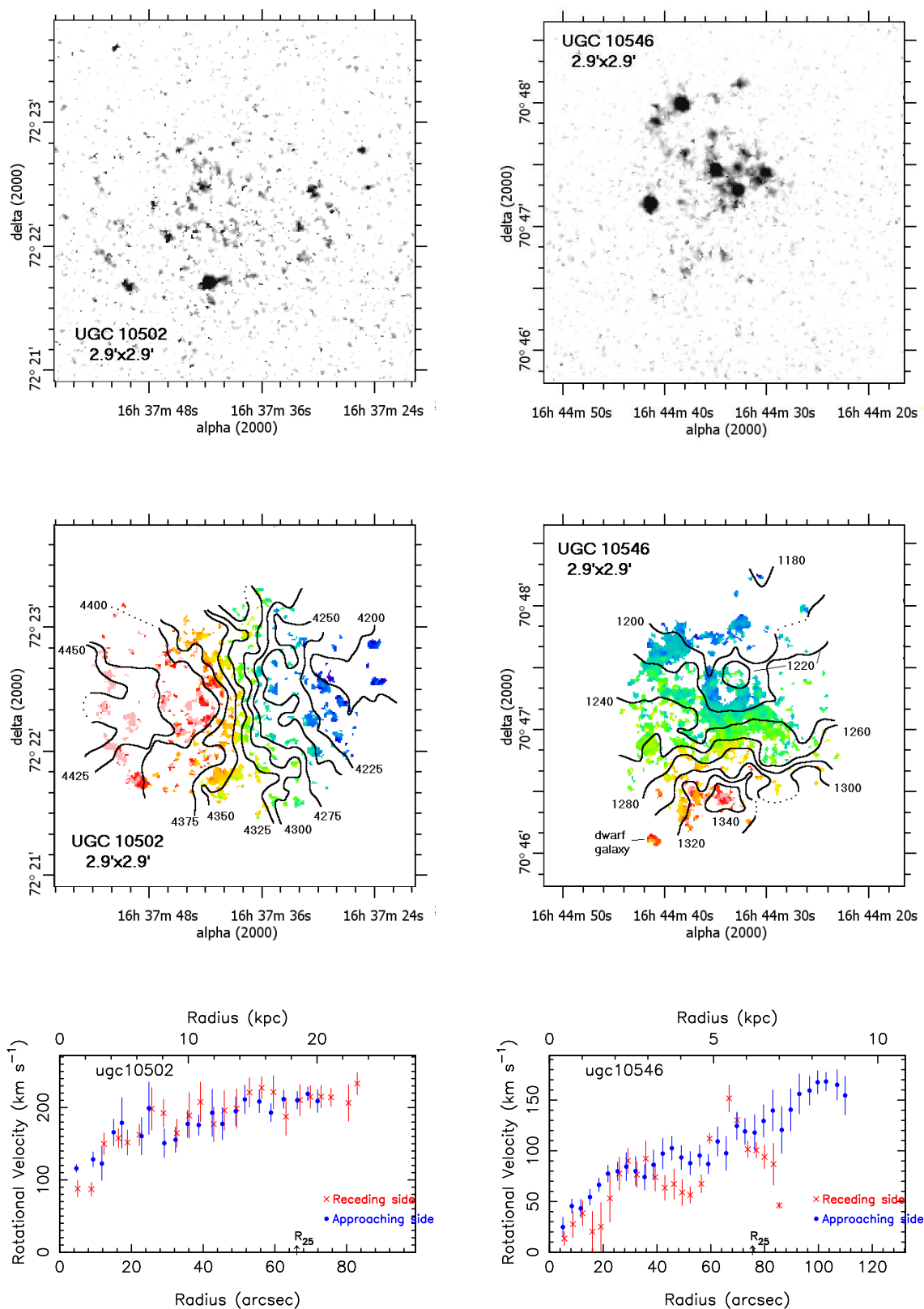


FIG. 4.28 – UGC 10502 et UGC 10546

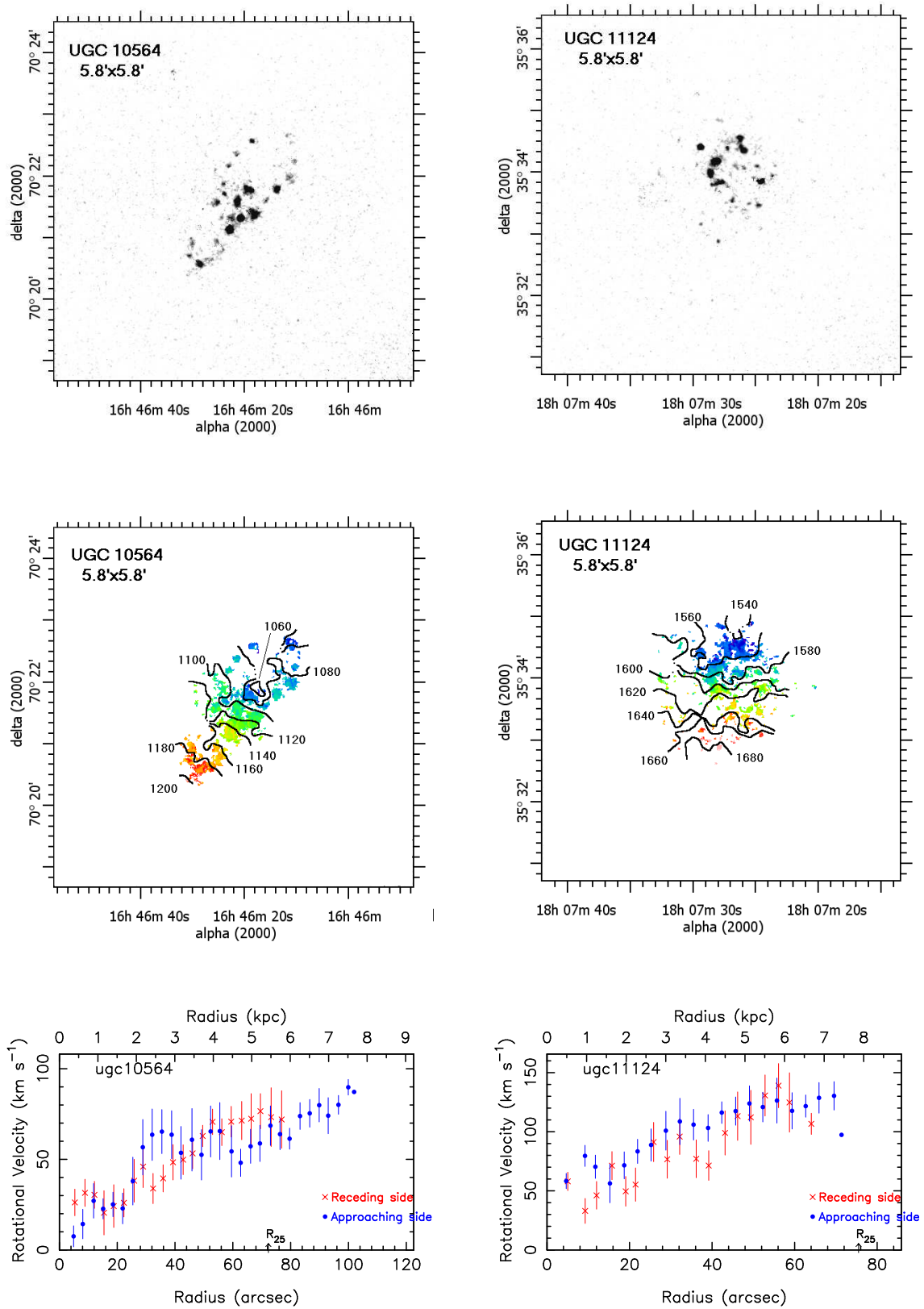


FIG. 4.29 – UGC 10564 et UGC 11124



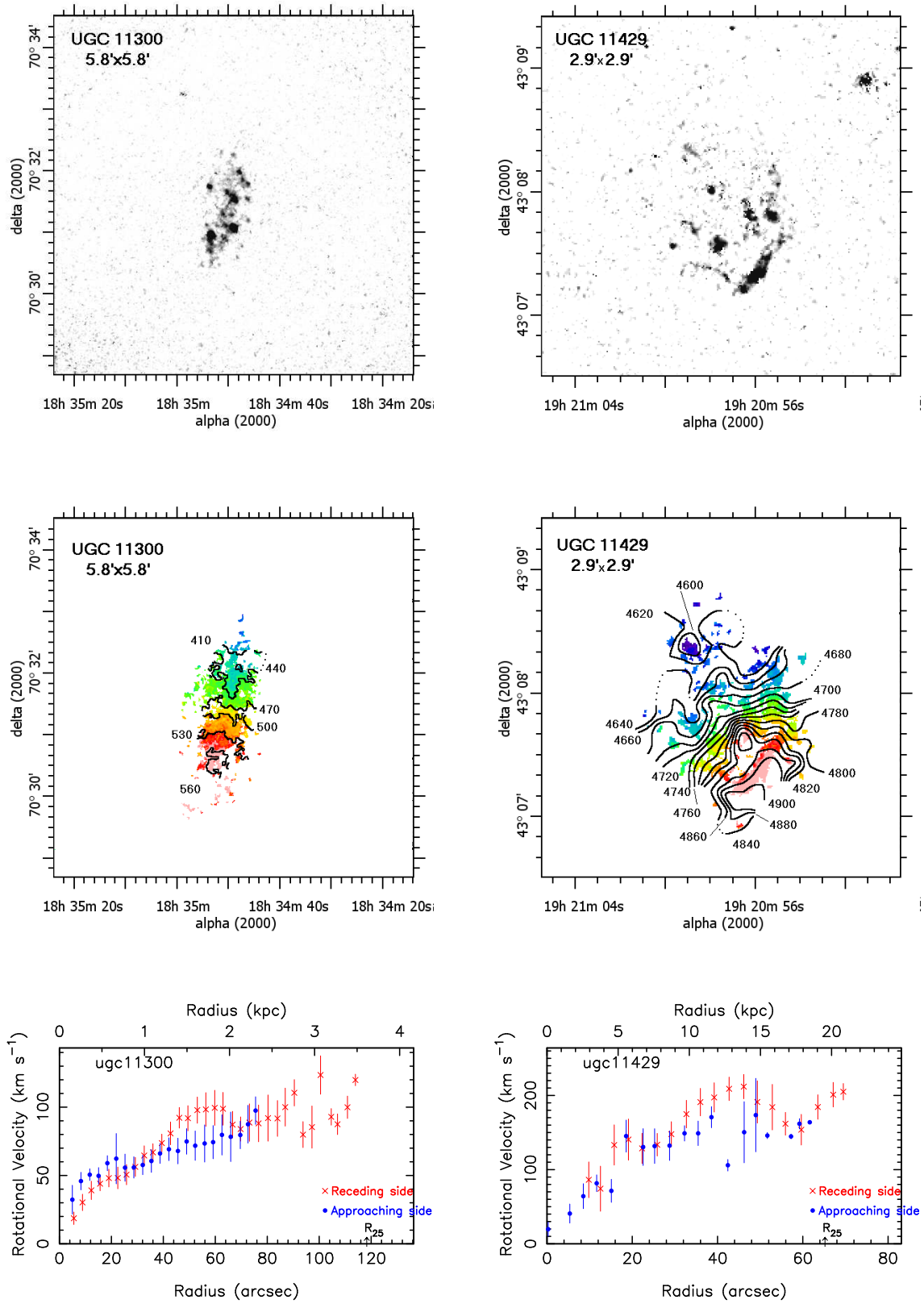


FIG. 4.30 – UGC 11300 et UGC 11429

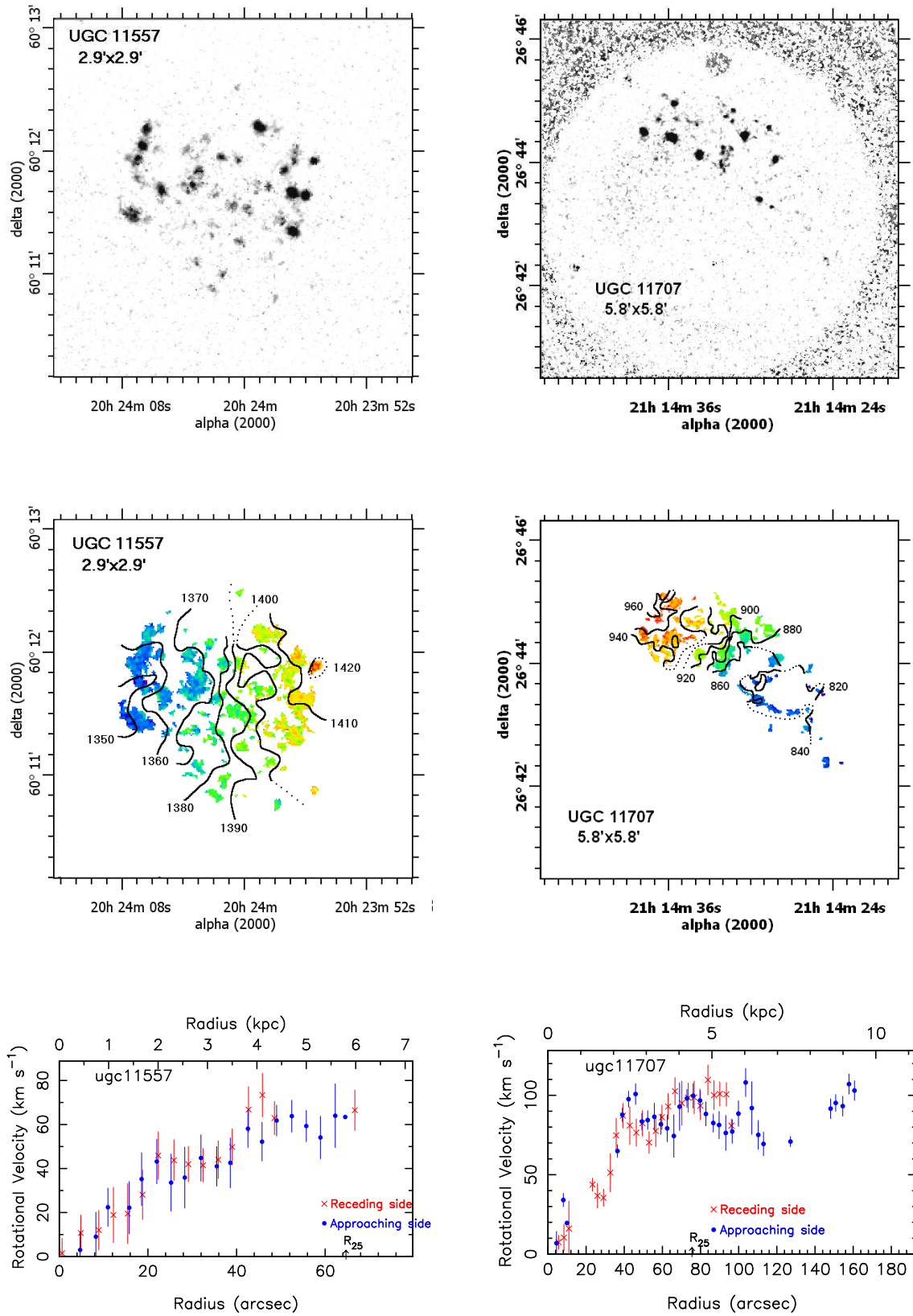


FIG. 4.31 – UGC 11557 et UGC 11707

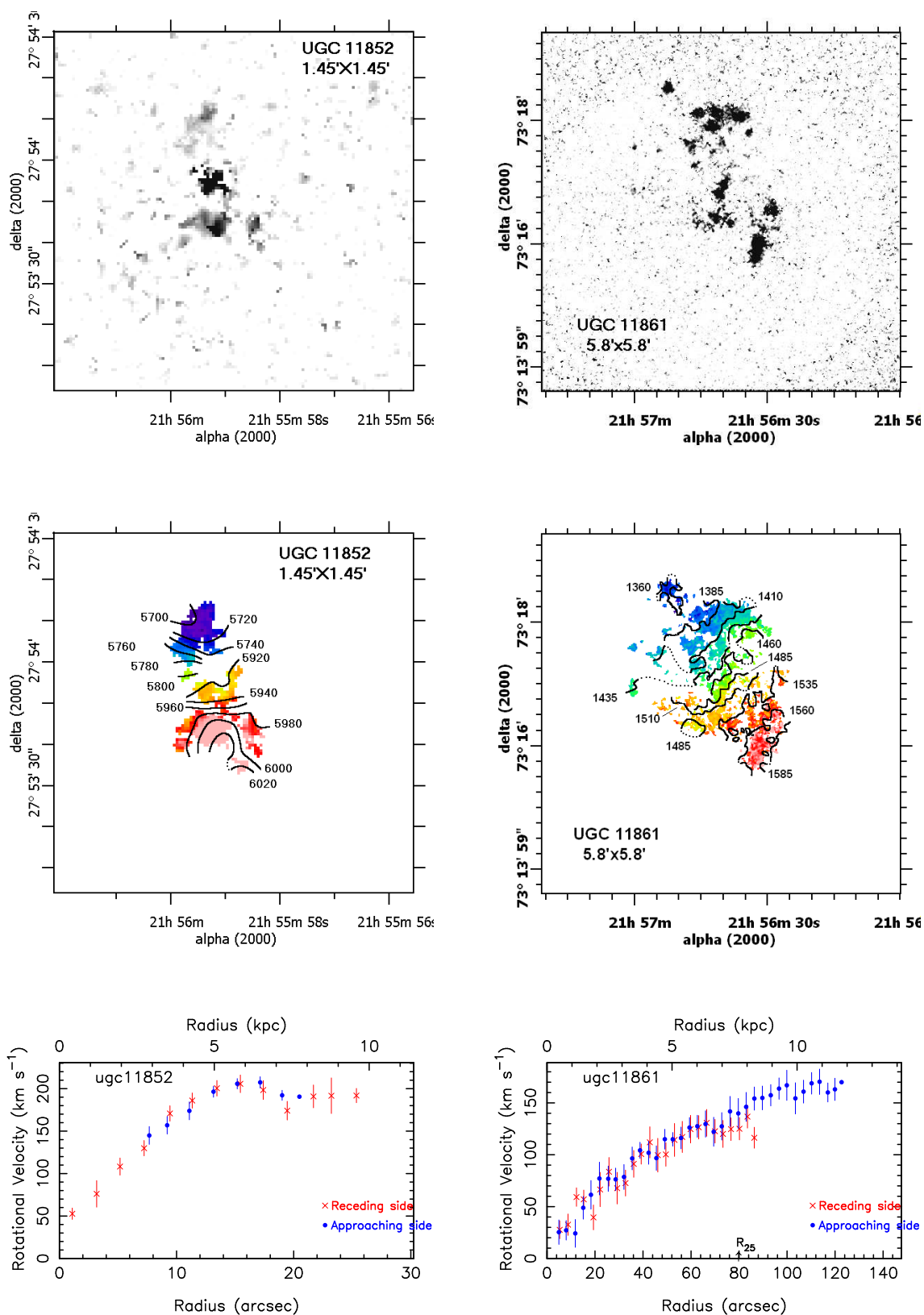


FIG. 4.32 – UGC 11852 et UGC 11861

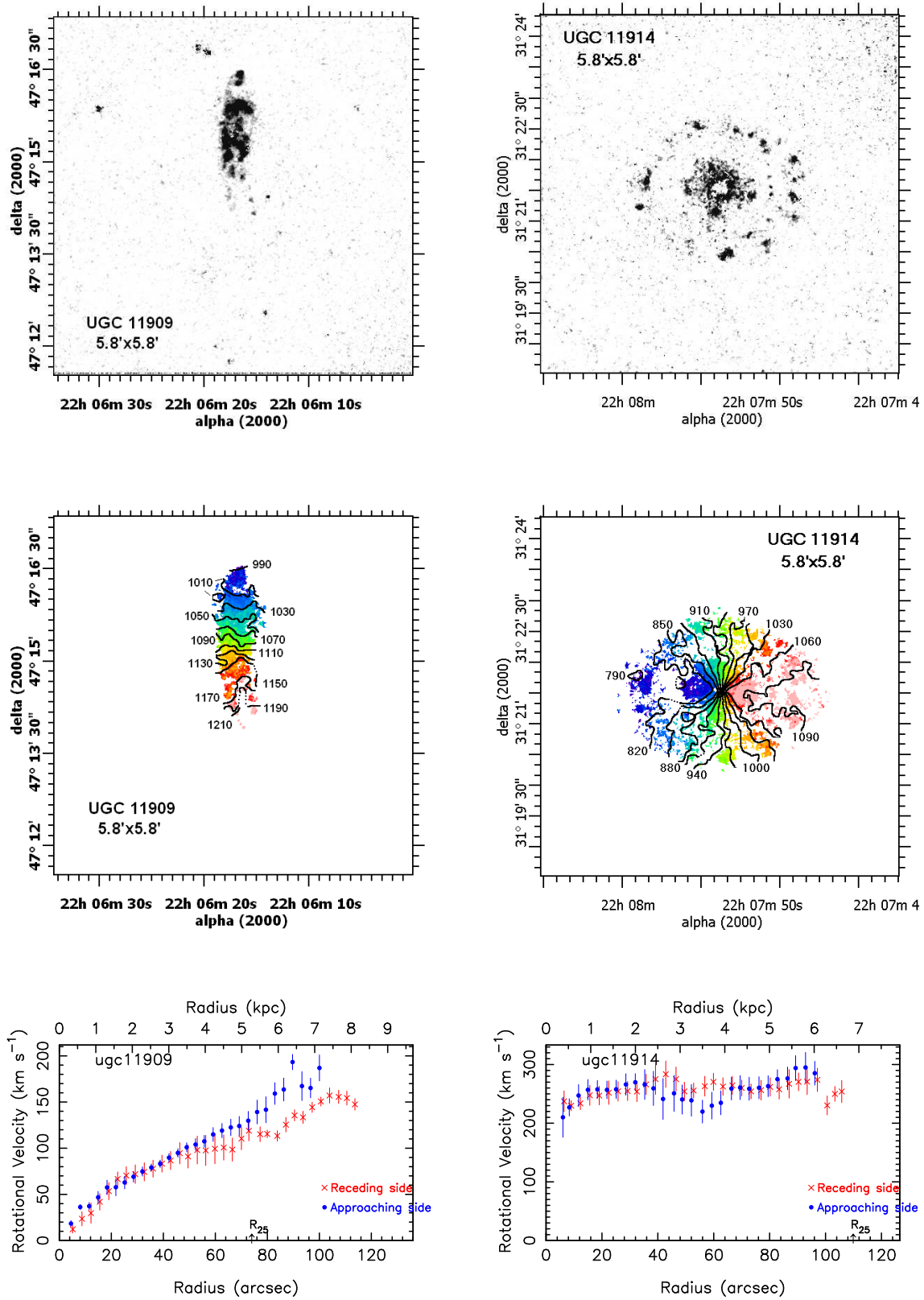


FIG. 4.33 – UGC 11909 et UGC 11914

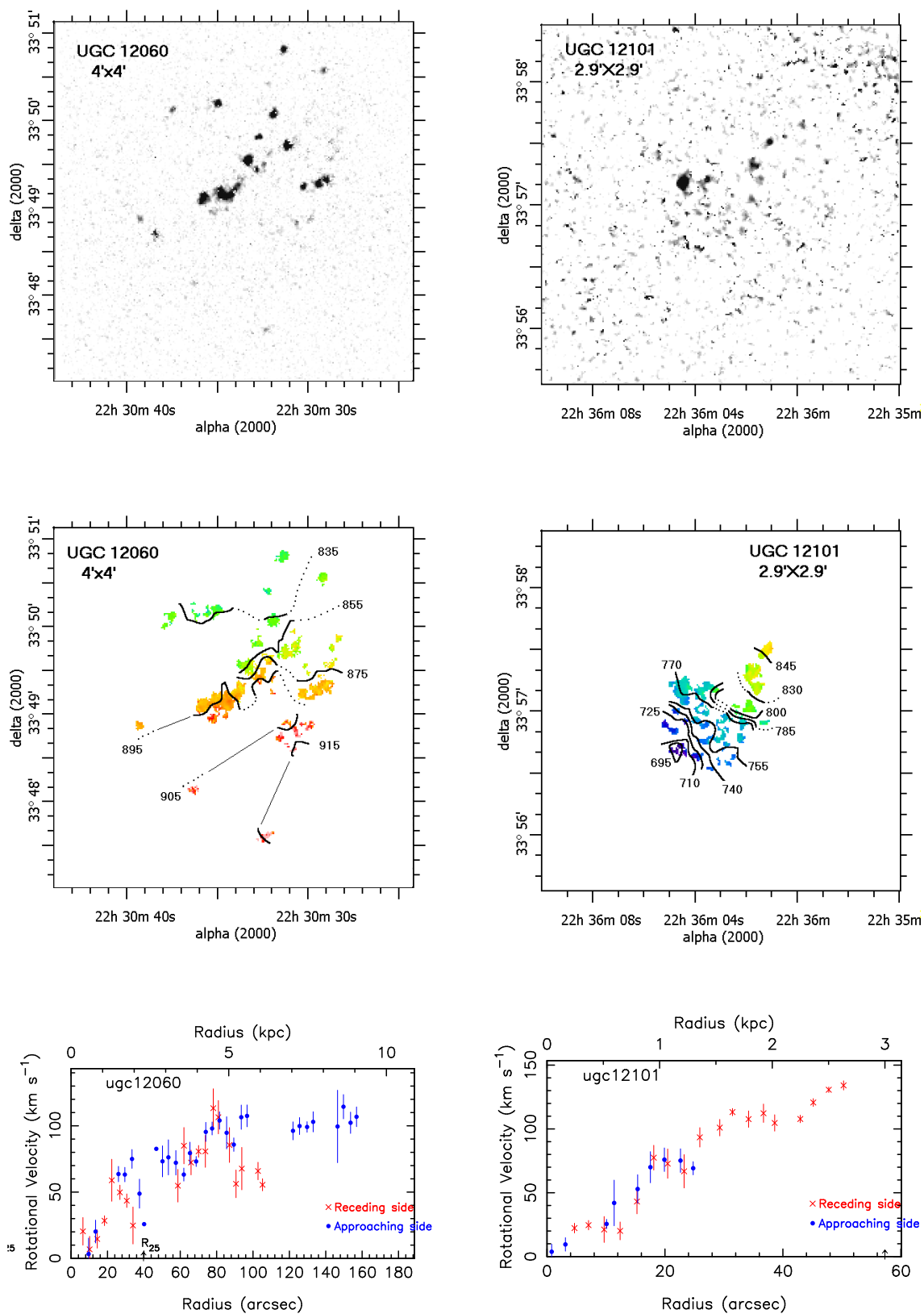


FIG. 4.34 – UGC 12060 et UGC 12101

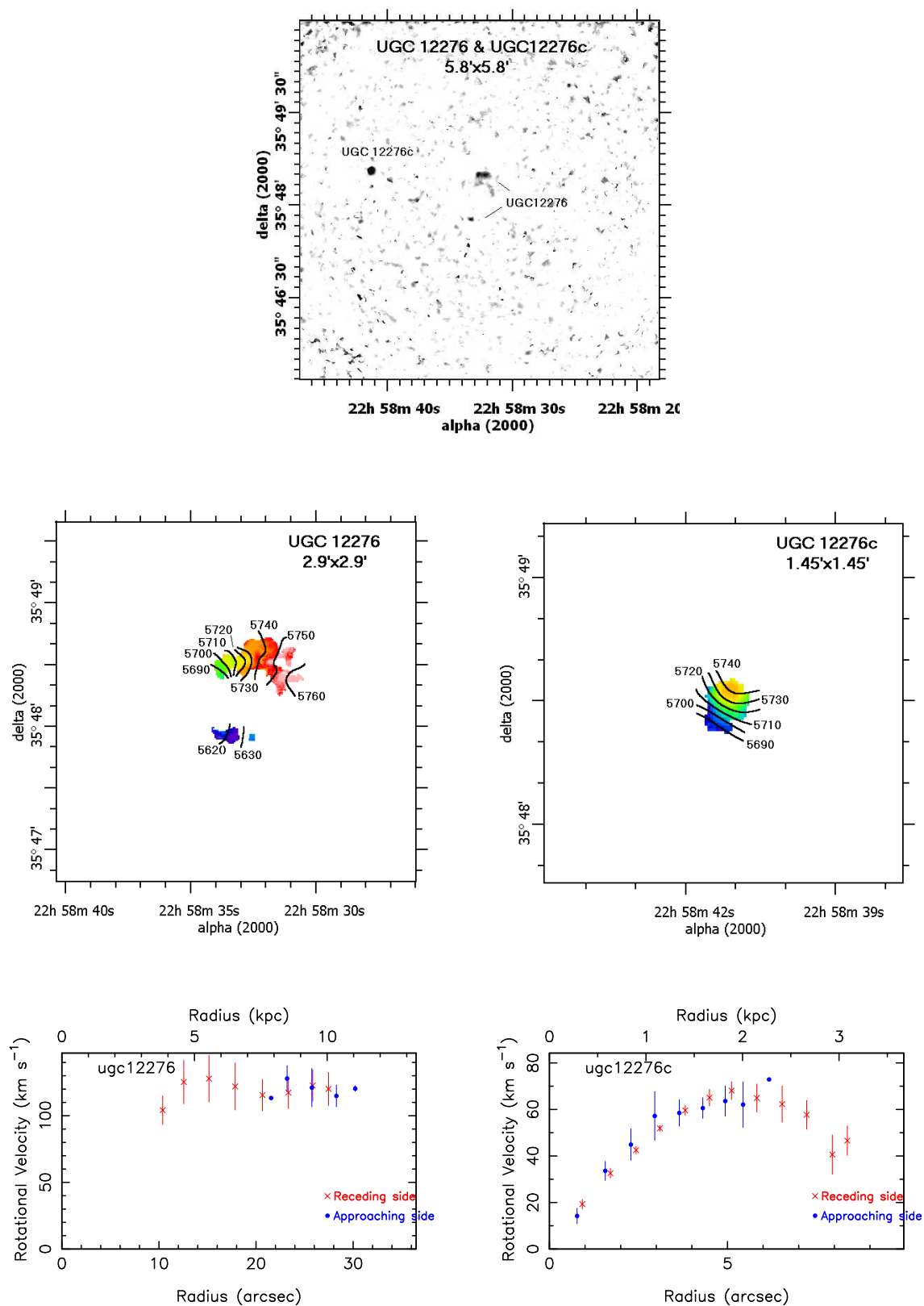


FIG. 4.35 – UGC 12276 et son compagnon



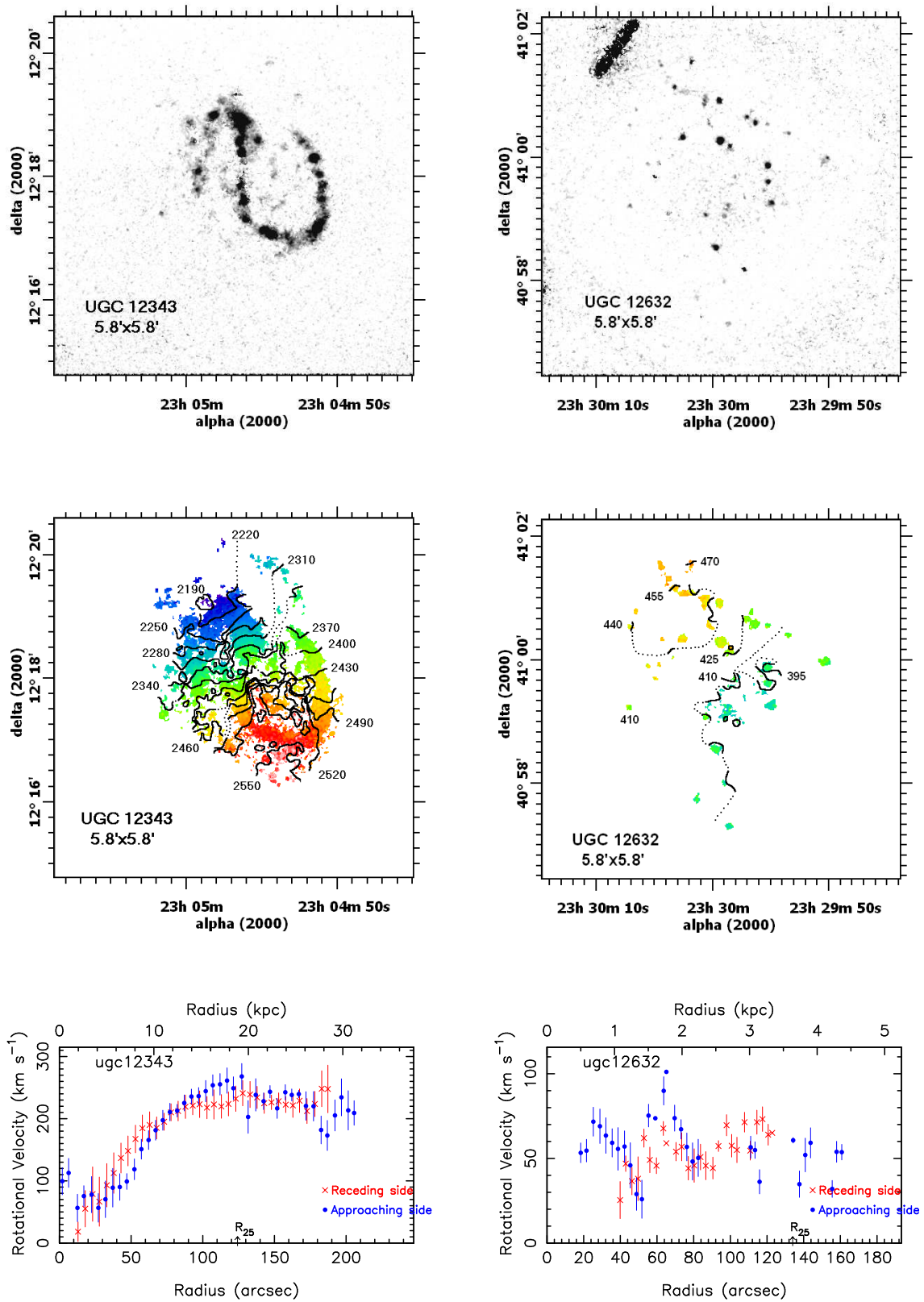


FIG. 4.36 – UGC 12343 et UGC 12632

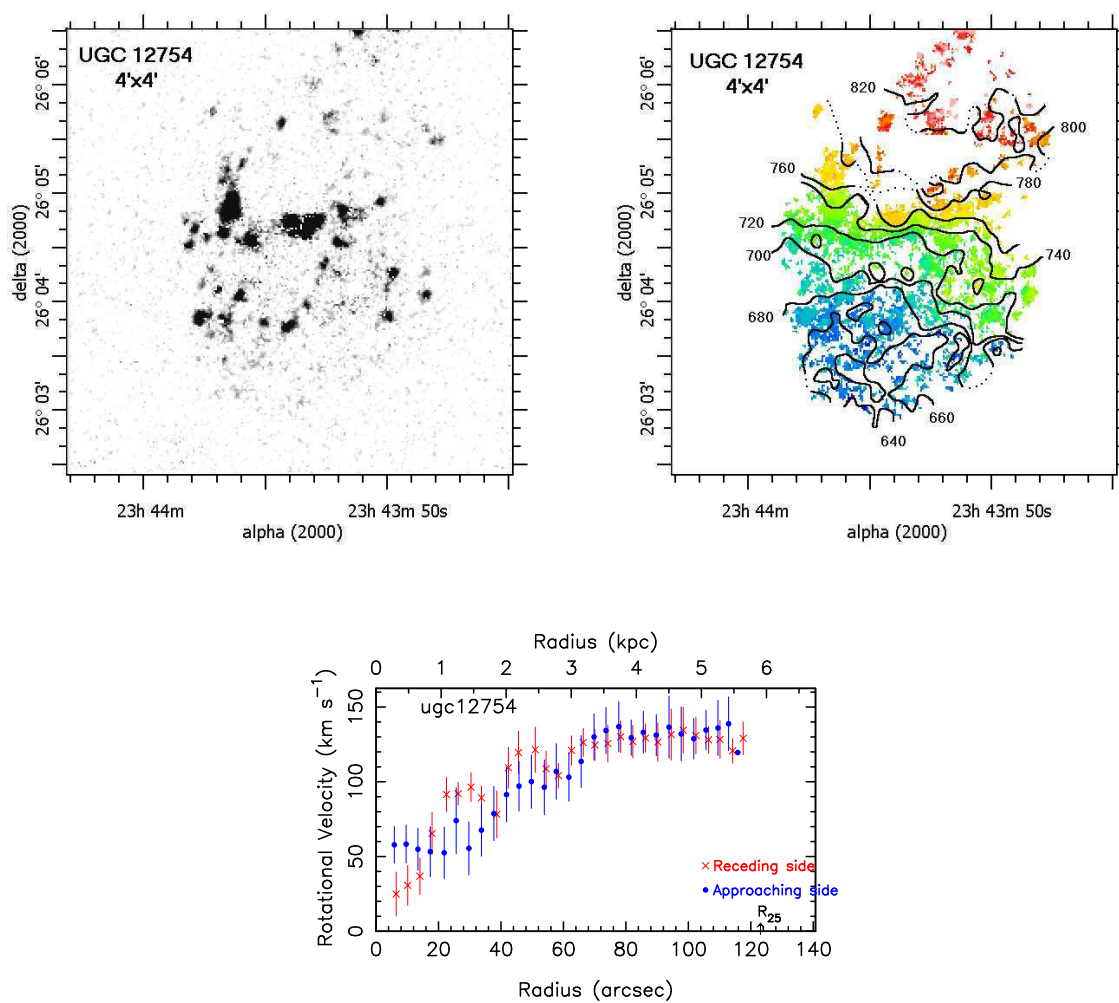


FIG. 4.37 – UGC 12754



### 4.3 Analyse

Toutes les courbes de rotation ont été ajustées par la fonction analytique à 5 paramètres libres, développée par Kravtsov et al. (1998) à partir de la formule des profils de densité de Zhao (1996) :

$$V(r) = V_t \frac{(r/r_t)^g}{[1 + (r/r_t)^a]^{(g+b)/a}}$$

Les ajustements ont été réalisés par minimisation du  $\chi^2$  en utilisant le package Minuit conjugué à la routine simplex (Nelder&Mead, 1965). L'avantage de cette fonction est qu'elle permet d'ajuster avec une très grande précision n'importe quelle forme de courbe, contrairement à la fonction Arctan traditionnellement utilisée. La seule contrainte étant que  $g$  doit être inférieur à 1 puisque  $g=1-\gamma/2$  où  $\gamma$  représente la pente interne du profil de densité du halo.

Globalement,  $r_t$  et  $V_t$  représentent respectivement le rayon et la vitesse auxquels la courbe de rotation change de pente.  $a$  est lié à l'intensité du changement de pente (plus  $a$  est grand plus le changement de pente est marqué) ;  $g$  est lié à la valeur de la pente interne ( $V(r \ll r_t) = r^g$ ) et  $b$  à la pente externe ( $V(r \gg r_t) = 1/r^g$ ). Pour chaque courbe, on a estimé le  $\chi^2$ , qui permet de comparer une distribution observée à une distribution théorique, ainsi que le coefficient de confiance ou probabilité que notre ajustement soit représentatif des points réels.

$$\chi^2 = \sum \frac{(V_{obs} - V_{theor})^2}{V_{theor}}$$

$$P(\chi^2, \nu) = \text{gammaq}(\chi^2, \nu)$$

où  $\nu$  est le nombre de paramètres libres (le nombre de points moins le nombre de paramètres libres de la fonction) et  $\text{gammaq}$  une fonction connue (p. 210 de Numerical Recipes). En toute rigueur,  $P$  mesure la probabilité d'avoir un  $\chi^2$  supérieur au  $\chi^2$  mesuré (voir page 692 de Numerical Recipes) pour un  $\nu$  donné. On a également mesuré l'intervalle de confiance à  $3\sigma$  (90%) ; en fait, quand  $\nu$  est grand alors la fonction de distribution du  $\chi^2$  tend vers une fonction de distribution normale standard (d'après le théorème central limite) centrée sur  $\nu$  et ayant pour écart-type  $\sqrt{2\nu}$ . Quand  $\nu$  est grand, on peut donc se ramener à un  $\chi^2$  réduit ( $=\chi^2/\nu$ ). En annexe, on trouvera pour chaque galaxie la valeur du  $\chi^2$  réduit ainsi que la valeur de l'intervalle de confiance. Dans l'analyse, on n'a pas tenu compte des galaxies coupées par les filtres, gauchies (car on ne peut pas corriger ce fait avec le logiciel ADHOCw ; le modèle de couronnes d'inclinaisons différentes appliqué aux données radio en supposant que le gauchissement

est symétrique ce qui est rarement le cas, e.g les gauchissements en U, est difficilement applicable aux données optiques), très perturbées ainsi que des galaxies pour lesquelles le  $\chi^2$  mesuré est peu fiable ou en dehors de l'intervalle de probabilité à  $3\sigma$ .

Notons qu'au cours de cette analyse, l'étude des caractéristiques cinématiques en fonction de l'environnement ne sera pas abordée et fera l'objet d'un futur axe de recherche ultérieurement.

#### 4.3.1 Extension de l'émission $H\alpha$

Sur la figure 4.38a, nous avons tracé le rayon d'extension maximale du gaz ionisé (noté  $R_{max}$ ) en fonction de  $R_{25}$  (rayon auquel la vingt-cinquième magnitude par seconde d'arc carrée est atteinte) et ce pour un ensemble de 86 galaxies. Tous les  $R_{25}$  ont été pris dans la base LEDA, excepté une galaxie, UGC 12060, pour laquelle on obtenait la valeur fortement improbable de  $4R_{25}$  pour  $R_{max}$ ; on a donc utilisé la photométrie en bande R de Swaters (1999) à laquelle on a retranché 0.93 mag ( $\overline{B - R}$ , Jansen et al., 2000) pour estimer  $R_{25}$  dans la bande B, ce qui a pratiquement doublé la valeur du  $R_{25}$ .

Une corrélation évidente apparaît montrant que les deux rayons sont reliés par une relation linéaire d'équation :

$$R_{max} = (0.99 \pm 0.04)R_{25} + (0.17 \pm 0.46)$$

On n'a pas distingué les barrées des non-barrées sur les figures 4.38a et b car aucune tendance n'est apparue en fonction de la présence ou non de barre. Aucune corrélation n'existe entre  $R_{max}$  et le type morphologique mais par contre on note tout de même une tendance entre le rapport  $R_{max}/R_{25}$  et le type morphologique :

- les galaxies de type 0 à 3 (Sa à Sb) ont un  $R_{max}$  moyen de  $0.88R_{25}$ .
- les galaxies du type 3 à 8 (Sb à Sd) ont tendance à avoir un plus grand  $R_{max}$  (de l'ordre de  $1.1R_{25}$ ) que pour les autres types.
- Les galaxies les plus tardives ont un  $R_{max}$  moyen de  $0.98R_{25}$  qui a tendance à diminuer avec le type.

Cette tendance est également notée par Marquez et al. (2002) qui ont réalisé le même graphe pour 111 spirales et par Rubin et al. (1999) pour 89 galaxies de l'amas de Virgo. Noyons que pour ces deux travaux, les valeurs moyennes du rapport  $R_{max}/R_{25}$  restent inférieures de 0.5 environ aux nôtres. Cela peut-être dû au fait qu'ils n'atteignent pas le rayon maximal, soit par un mauvais choix du grand angle de position (qui est la mesure directe de  $R_{max}$ ), soit par un manque de sensibilité. En fait, les valeurs de  $R_{max}$  trouvées dans la littérature dépassent rarement  $1.R_{25}$  alors que les nôtres sont

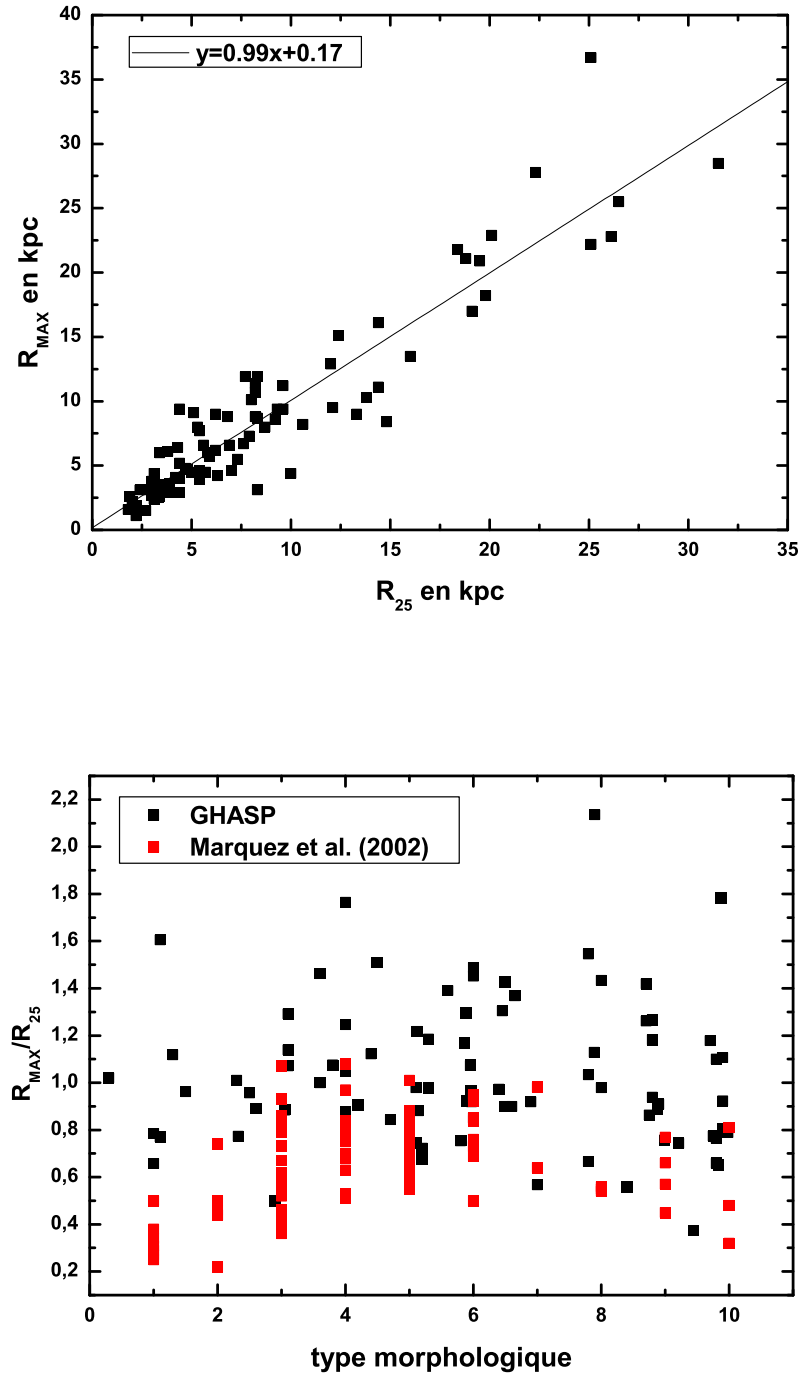


FIG. 4.38 – a : extension maximale de la courbe  $H\alpha$ ,  $R_{max}$ , en fonction de  $R_{25}$  pour 86 galaxies. b : extension maximale de la courbe  $H\alpha$ ,  $R_{max}$  en unités de  $R_{25}$ , en fonction du type morphologique.

comprises entre 0.5 et 1.6  $R_{25}$  (tout comme Dale et al., 2003, pour un échantillon de 78 galaxies situées dans des amas Abell et observées en spectrographe à longue fente). Nous privilégions donc un problème de seuil de détection pour les observations de Marquez et al. et de Rubin et al. outre le fait que le spectrographe à fente est à priori moins bien adapté que le Fabry-Perot pour détecter les régions les plus lointaines dans le disque.

Gardant en tête que les régions HII sont des lieux de formation stellaire d'étoiles très massives, on n'observe donc plus de formation stellaire massive :

-au-delà de  $0.9R_{25}$  (soit  $0.8R_{optique}$  sachant que le diamètre optique, mesuré en bande B, vaut en moyenne  $1.1R_{25}$ ) pour les galaxies Sa/Sb.

-au-delà de  $R_{25}$  (soit  $0.9R_{optique}$ ) pour les Sm et Irr.

-pour les galaxies Sbc à Sd, on observe de la formation stellaire massive sur l'ensemble du disque optique, voire même au-delà.

Cayatte et al. (1994) ont mesuré le diamètre des disques d'hydrogène neutre pour 84 galaxies de champ de type SOa à Sm. Ils ont étudié la variation du rapport diamètre HI sur diamètre optique en fonction du type morphologique, et ce rapport varie de manière identique au rapport  $R_{max}/R_{optique}$ . De plus, ils ont mesuré la densité surfacique d'hydrogène neutre au rayon optique et on constate que cette quantité varie suivant le type morphologique :

$$\Sigma = 2.210^{20} at/cm^2 \text{ pour les Sab}$$

$$\Sigma = 610^{20} at/cm^2 \text{ pour les Sc}$$

$$\Sigma = 410^{20} at/cm^2 \text{ pour les Sdm}$$

Or, d'après la théorie de Kennicutt (1989), la formation stellaire ne démarre qu'à partir d'un certain seuil de densité de gaz neutre. Il semblerait donc que la densité surfacique de gaz requise pour que la formation stellaire débute ne soit plus suffisante en fin de disque pour les galaxies de type précoce et tardives. Dans le cas des galaxies irrégulières, les travaux de Hunter et al. (2003) montrent qu'on ne trouve plus de complexe HII au-delà de  $R_{25}$ . On peut supposer que, bien que les irrégulières présentent une valeur non négligeable de la densité surfacique de gaz au rayon optique, les instabilités gravitationnelles à l'origine de la contraction et de l'effondrement des nuages de gaz sont contre-balancées par la forte dispersion des vitesses. Par contre, les galaxies de type Sbc à Sd étant des galaxies à disques fins (avec de faibles dispersions de vitesses) présentant une forte densité surfacique de gaz neutre, elles forment des étoiles massives sur l'ensemble (et au-delà) de leur disque optique.

Aucune corrélation, ni tendance n'est apparue entre  $R_{max}$  et la luminosité ou la vitesse maximale.

En conclusion, l'extension maximale du disque contenant l'émission de l'hydrogène ionisé est, en moyenne, équivalente à  $R_{25}$  mais peut varier considérablement, entre 0.5 et 1.6  $R_{25}$ . Enfin, on note que le rapport  $R_{max}/R_{25}$  augmente légèrement lorsqu'on considère les galaxies de type 1 à 8, puis décroît du type 8 à 10. Cette tendance est identique à celle suivie par le rapport  $R_{HI}/R_{25}$  et est corrélée avec la valeur de la densité surfacique de gaz neutre au rayon optique.

### 4.3.2 Distribution de la pente interne et externe des courbes

#### 4.3.2.1 la pente interne

Afin de ne pas biaiser le calcul de la pente interne par l'éventuelle prise en compte des points de vitesses situés au voisinage du changement de pentes, qui peut être plus ou moins prononcé selon la courbe, nous avons adopté comme définition de la pente interne,  $p_{int}$  :

$$p_{int} = \frac{V(0.7R_t)}{0.7R_t}$$

où  $R_t$  est le rayon auquel la courbe de rotation change de pente. On a tenu compte seulement des galaxies pour lesquelles l'ajustement par la fonction de Kravtsov est représentatif (probabilité suffisante ou  $\chi^2$  compris dans l'intervalle de confiance à  $3\sigma$ ). Sur les graphes, on a représenté UGC 11914 en retrait par rapport à sa vraie localisation car sa pente interne est très élevée, égale à 526 km s<sup>-1</sup> kpc<sup>-1</sup>, et modifie l'échelle des graphes.

En étudiant les quatre graphes de la Fig 4.39, on note que :

-la pente interne a tendance à varier suivant la pente externe bien que les points sur le graphe restent très dispersés.

-on ne voit aucune relation entre la pente interne et le coefficient d'asymétrie pour les galaxies présentant des courbes symétriques ( $A \leq 0.3$ ). Par contre, la pente interne ne dépasse pas 60 km s<sup>-1</sup> kpc<sup>-1</sup> pour toutes les galaxies présentant des courbes dissymétriques.

-la fourchette de variation de la pente interne s'élargit lorsqu'on se dirige vers les types morphologiques précoces. On remarque notamment, pour les galaxies de type plus tardif que Sc ( $t \geq 6$ ), que la pente interne reste inférieure à 60 km s<sup>-1</sup>. Globalement la pente interne varie suivant le type morphologique pour les galaxies à bulbe sinon reste autour de 40 km s<sup>-1</sup>.

Typiquement, on obtient pour les types Sa-Sbc :

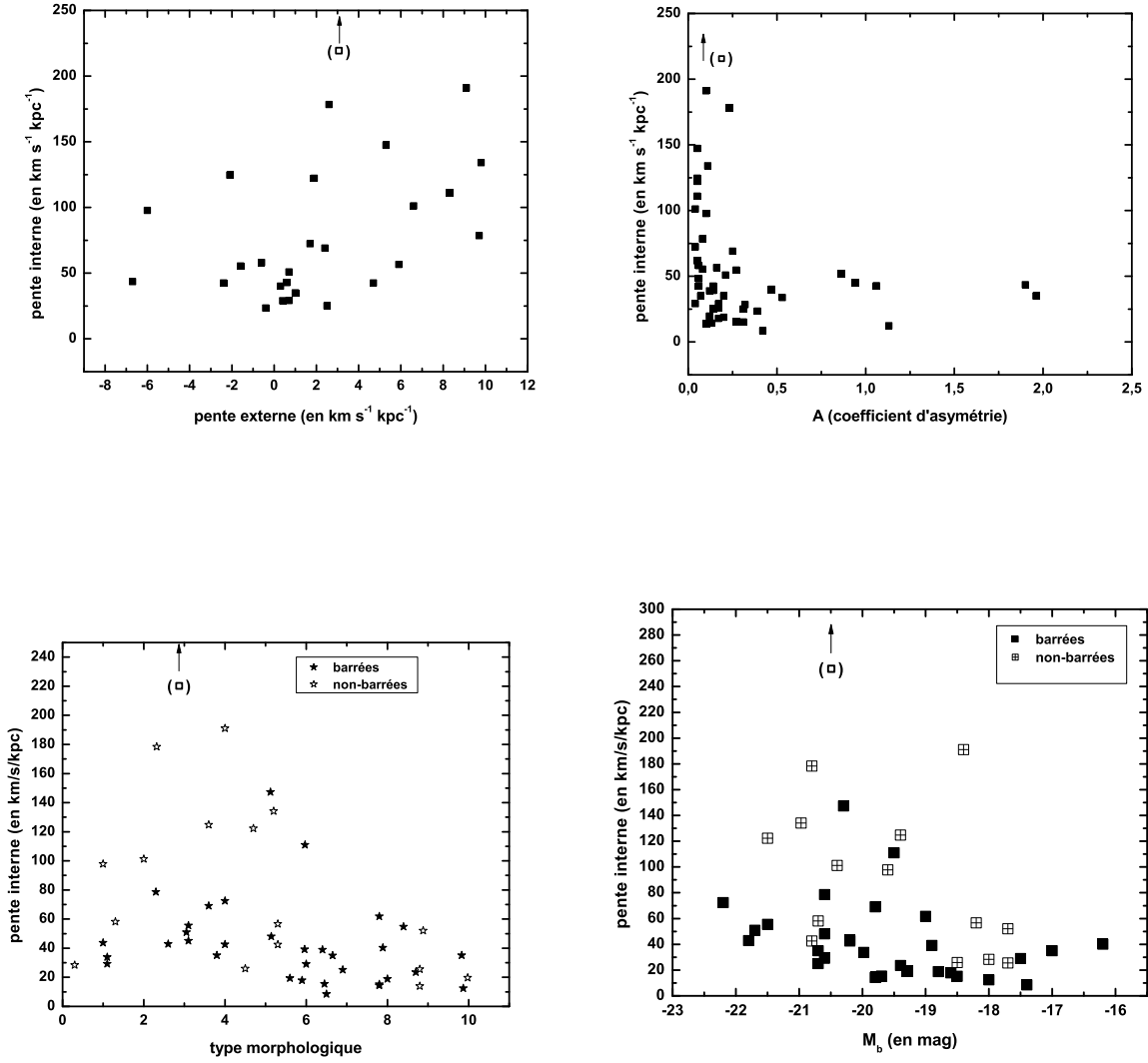


FIG. 4.39 – Etude de la variation de la pente interne de 49 courbes de rotation (pour lesquelles l’ajustement par la fonction de Kravtsov est fiable) en fonction de (de gauche à droite, et de haut en bas) : la pente externe des courbes de rotation, le coefficient d’asymétrie, le type morphologique, la magnitude absolue dans la bande B. Le carré blanc correspond à UGC 11914 pour laquelle  $p_{int}=526 \text{ km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ ; afin de ne pas modifier l’échelle des graphes pour un seul point, on a placé une flèche à l’abscisse correspondante.

$$p_{int} = 95.2 \pm 108.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

pour les galaxies Sc-Sd

$$p_{int} = 53.9 \pm 44.9 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

pour les galaxies Sdm-Irr

$$p_{int} = 29.8 \pm 17.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

Marquez et al. (2002) trouvent la même tendance que nos graphes pour la pente interne en fonction du type mais leurs valeurs de pente sont largement supérieures aux nôtres (entre 0 et 800 km s<sup>-1</sup> kpc<sup>-1</sup>) ; ils n'expliquent pas leur méthode de calcul de la pente interne mais des valeurs si hautes peuvent s'expliquer par leur choix d'ajuster les points de la courbe de rotation avec la fonction Arctan qui est une courbe à gradient interne élevé.

-la fourchette de variation de la pente interne s'élargit lorsque la luminosité augmente. Pour les galaxies telles que Mb ≥ -19, la pente interne reste inférieure à 60 km s<sup>-1</sup>. On note un point qui ne suit pas la tendance : il correspond à UGC 3734 mais il n'y a pas de mesure de surface de brillance dans la littérature qui permette de vérifier si la magnitude fournie dans LEDA est erronée.

-Il semble que la présence d'une barre induise un ralentissement de la partie du disque en rotation solide car le gradient interne est moins fort (d'un facteur 2) pour les galaxies barrées :

$$p_{int/barre} = 43 \pm 29 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

$$p_{int/nonbarre} = 80 \pm 57 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

#### 4.3.2.2 La pente externe

La pente externe,  $p_{ext}$ , a été mesurée uniquement pour les galaxies pour lesquelles on obtenait un "plateau" clairement marqué au-delà de  $1.3R_{25}$  (nous faisons régulièrement un abus de langage en utilisant le mot plateau qui ne signifie pas forcément que la courbe est plate) et un ajustement suffisamment fiable. On l'a défini comme suit :

$$p_{ext} = \frac{V_{max} - V(1.3R_{25})}{R_{max} - R(1.3R_{25})}$$

où  $V_{max}$  est la valeur de la vitesse au dernier point de la courbe. Les vitesses citées

ci-dessus ont été calculées à partir de la formule de Kravtsov et al. (1998) et en utilisant les valeurs des paramètres libres déterminés lors de l'ajustement de nos courbes par cette fonction. Chaque auteur utilise généralement sa propre formule (Marquez, 2002 ; Dale, 2001) mais les formules restent similaires et les résultats comparables.

Globalement, si  $p_{ext}$  est :

- inférieure à -2 la courbe est de forme décroissante.
- comprise entre -2 et 2, la courbe est plate.
- supérieure à 2, la courbe est croissante.

Nous trouvons donc que la pente externe est plus forte en moyenne lorsque les galaxies ne sont pas barrées puisque :

pour les barrées

$$p_{ext} = 1.4 \pm 3.4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

pour les non-barrées

$$p_{ext} = 3.2 \pm 4.3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

En étudiant les graphes de la figure 4.40, on trouve :

- aucune relation entre le coefficient d'asymétrie et la pente externe des courbes de rotation excepté que les courbes croissantes sont toujours symétriques.
- aucune corrélation entre la pente externe et le type morphologique, si ce n'est que les galaxies ayant une pente décroissante ( $A \leq -2$ ) sont des spirales de type Sa (à confirmer avec l'échantillon global).
- pas de relation notable entre la pente externe et la luminosité.

### 4.3.3 L'asymétrie

On peut mesurer le degré d'asymétrie d'une galaxie de diverses façons :

- en étudiant les profils HI qui nous renseignent à la fois sur la vitesse et la distribution du gaz neutre : environ 50% des profils HI apparaissent dissymétriques (Richter&Sancisi, 1994 ; Haynes et al., 1998 ; Swaters, 1999).
- en étudiant des images photométriques dans différentes bandes. Conselice (1997) mesure la différence entre l'intensité pour un pixel dans une image et dans la même image retournée de 180°. Mayya&Romano (2001) ont trouvé que l'asymétrie décrite par Conselice est fortement corrélée avec le taux de formation stellaire.
- en mesurant l'écart entre les deux côtés de la courbe de rotation. Cela permet de relever particulièrement les perturbations dues aux interactions. C'est cette méthode bien



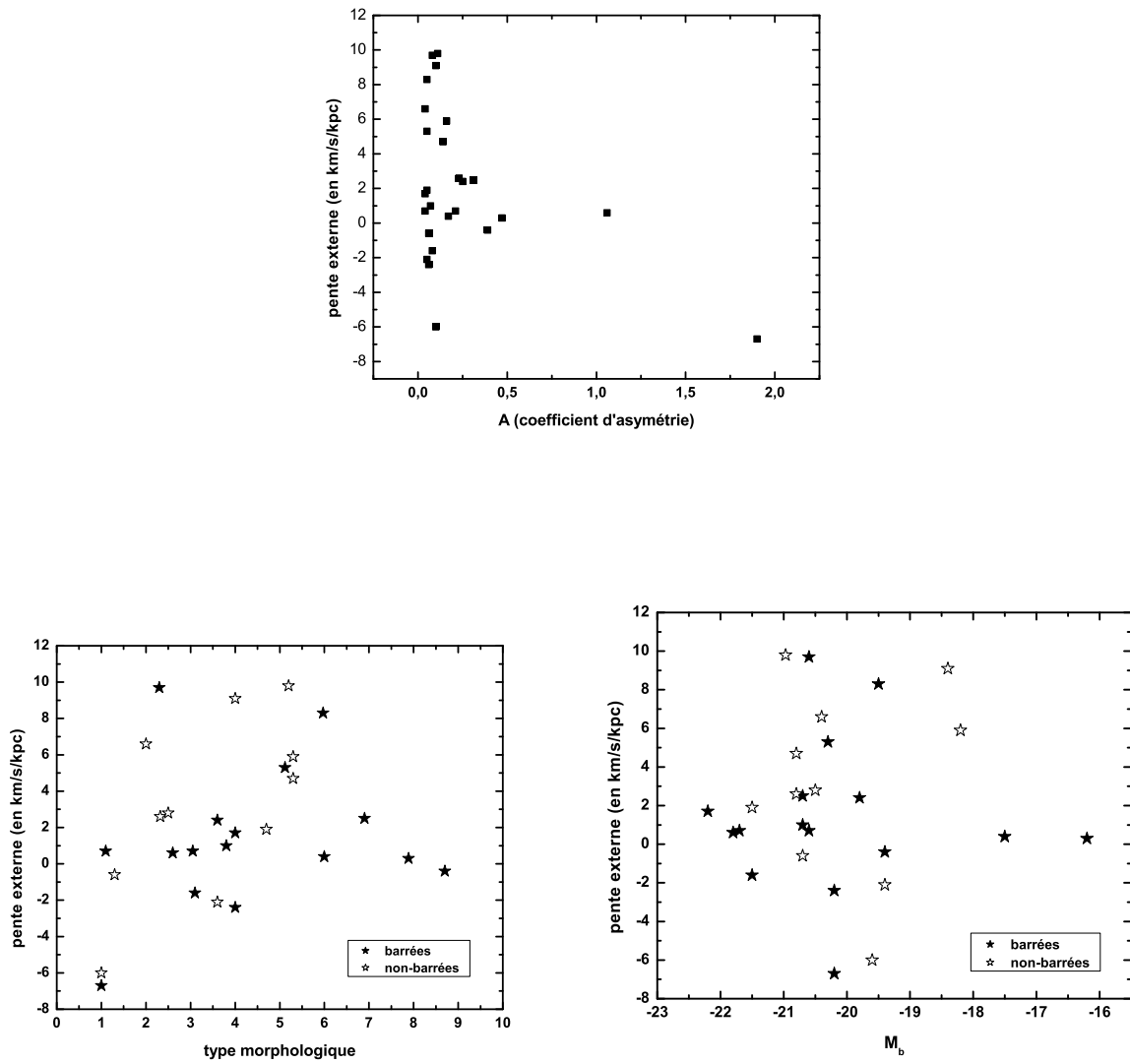


FIG. 4.40 – Etude de la variation de la pente externe de 26 courbes de rotation en fonction (de gauche à droite, et de haut en bas) : du coefficient d'asymétrie, du type morphologique et de la magnitude absolue dans la bande B.

évidemment que nous avons employée.

Pour estimer le degré d'asymétrie de nos courbes de rotation, nous avons adopté la formule développée par Nishiura et al. (2000).

$$A = \left[ \frac{1}{N} * \sum_{j=1}^N \left( \left[ \frac{V(r_j) - V(-r_j)}{V(r_j) + V(-r_j)} \right]^2 \right) \right]^{0.5}$$

Dale (2001) a également défini une formule qui tient compte de la dispersion dans chaque couronne, mais nous avons estimé que la dispersion et l'asymétrie sont deux choses différentes, la première n'entraînant pas forcément la seconde, néanmoins dans un souci de vérification, j'ai appliqué les deux formules et les résultats (disponibles en annexe) sont du même ordre de grandeur, la formule de Dale ayant tendance à minimiser l'asymétrie du fait de la pondération par la dispersion. Nous avons calculé  $A$  en tenant compte de l'ensemble des points de la courbe de rotation, ce qui entraîne que nous tenons aussi bien compte des asymétries dues aux mouvements non-circulaires dans les parties centrales que celles dues aux forces de marée (gauchissement des disques, bras de marée...).

La présence de barre n'a aucune influence sur l'asymétrie des courbes de rotation puisque nous trouvons :

pour les non-barrées

$$A = 0.5 \pm 0.6$$

pour les barrées

$$A = 0.4 \pm 0.5$$

Aucune corrélation entre l'asymétrie et le type morphologique ou la luminosité n'apparaît sur la figure 4.41. Nos résultats sont en accord avec ceux de Dale et al. (2003) qui ne trouvent aucune variation de l'asymétrie en fonction du type morphologique pour des galaxies d'amas (ni en fonction de la richesse de l'environnement ou de la distance au centre des amas). On note cependant, sur la figure 4.41, que le pourcentage de galaxies asymétriques est plus important pour les galaxies de type  $t \geq 8$  et de faible luminosité (cette tendance est aussi notée par Rubin et al., 1999, et Dale, 2001).

Hodge et al. (2003) ont développé un modèle qui tient compte de l'influence gravitationnelle des voisins sur la cinématique d'une galaxie : ils constatent une augmentation de l'asymétrie lorsque la pente externe des courbes diminue (comme nous le devinons sur la figure 4.40 en haut vu le faible nombre de points), et que cette asymétrie est corrélée linéairement avec la force induite par les 10 plus proches voisines. Ils suggèrent également d'après leur modèle que les courbes croissantes sont dues à un phénomène

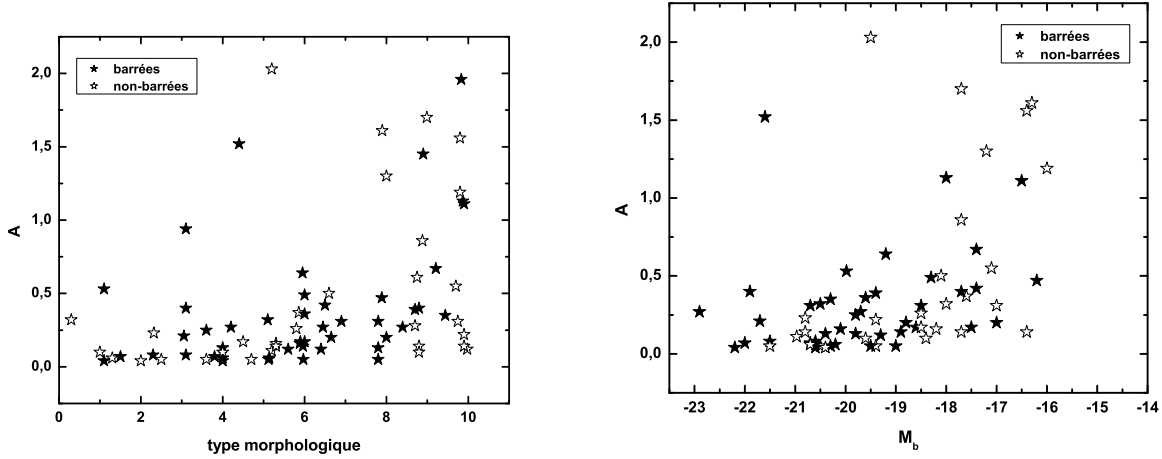


FIG. 4.41 – Etude de la variation du coefficient d’asymétrie des courbes de rotation,  $A$ , en fonction du type morphologique (à gauche) et de la magnitude absolue dans la bande B (à droite).

intrinsèque tandis que que les courbes plates et décroissantes sont l’effet d’interactions gravitationnelles. Ce résultat est toutefois en contradiction avec les résultats de Marquez et al. (1999) et Dale (2001) qui montrent que la pente externe est plus forte pour les galaxies non isolées. D’ailleurs, les simulations N-corps auto-consistantes développées par Barton et al. (1999) montrent qu’à la suite d’interactions les courbes de rotation peuvent devenir aussi bien de type croissante que décroissante, la pente externe apparaissant comme dépendante des paramètres d’impact. Nous en concluons donc que les origines de l’asymétrie peuvent être diverses, aussi bien intrinsèques qu’extérieures.

#### 4.3.3.1 La relation de Tully-Fisher

La relation de Tully-Fisher (1977) est une relation qui lie la luminosité d’une galaxie à sa vitesse de rotation maximale. Elle est utilisée pour déterminer la distance des galaxies plus éloignées que la cinquantaine de mégaparsecs pour lesquelles les méthodes plus précises ne sont plus applicables (étude des supernovae de type Ia qui reste possible jusqu’à un redshift de 2 mais les supernovae reste un évènement rare, étude des géantes rouges, Céphéides). Elle a été déterminée pour toutes les bandes de couleur (B, R, I...), pour divers types d’environnement et à partir de données radio ou optique. Nous avons tracé la relation de TF pour l’ensemble de nos données afin de vérifier la

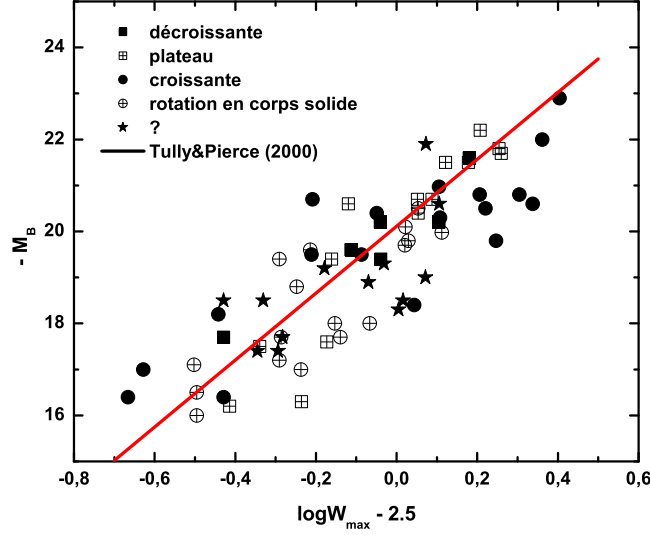


FIG. 4.42 – Relation de Tully-Fisher pour les galaxies GHASP en distinguant les différents types de courbes de rotation ; la droite représente l'équation de Tully&Pierce déterminée pour des galaxies locales dont la distance a été mesurée grâce aux Céphéides.

consistance interne de celles-ci. Nous avons superposé à nos points la droite déterminée par Tully&Pierce (2000 ; T&P après) à partir de galaxies locales pour lesquelles la distance était connue avec précision. Pour comprendre la différence de pente entre nos données et la droite de T&P, nous avons différencié les courbes en fonction de leurs formes : décroissantes, plates, croissantes, rotation en corps solide, et indéterminées (notées ?) pour lesquelles on a juste atteint le changement de pente. Les vitesses maximales ont été calculées de deux façons différentes :

-si la courbe est de type rotation en corps solide, on a évalué la vitesse au dernier point grâce aux ajustements par la fonction de Kravtsov.

-sinon, on a simplement mesuré la vitesse maximale obtenue en ajustant les points de vitesses  $H\alpha$  par la fonction de Kravtsov en excluant bien sûr les courbes affectées par des gauchissements de disque.

On a trouvé l'équation suivante, par régression linéaire sur l'ensemble de nos 69 points :

$$M_B = (-5.8 \pm 0.4)[\log(W_{max}) - 2.5] - (19.7 \pm 0.1)$$

où  $W_{max}$  est le double de la vitesse de rotation maximale.

L'équation de T&P, déterminée pour des galaxies locales dont la distance a été mesurée grâce aux Céphéides, est :

$$M_B = -7.27[\log(W_{max}) - 2.5] - 20.11$$

On pourrait supposer que notre pente est affectée par le fait que nous n'avons pas considéré des galaxies strictement isolées mais en fait, lorsqu'une galaxie est soumise à des phénomènes importants de friction (comme le passage au centre d'un amas), elle va perdre une importante fraction de gaz neutre voire même des régions HII périphériques ; mais que représente cette perte en terme de masse comparativement à la masse totale quand on sait que 10% au plus de la masse totale est lumineuse et que le gaz représente lui-même 10% de cette fraction en moyenne ? Le rapport masse/luminosité jusqu'au rayon optique est peu modifié même dans le cas d'interactions fortes.

D'ailleurs, on constate sur la Fig. 4.42 que ce sont les galaxies ayant une courbe de rotation croissante qui majoritairement faussent la pente ou plus précisément la diminuent ; si on supprime les courbes croissantes, on obtient alors une pente de 6.7 (contre 5.8). On constate que les courbes avec rotation en corps solide s'inscrivent parfaitement dans la relation de T&P, prouvant ainsi que la vitesse maximale est bien atteinte en  $H\alpha$  pour ce type de courbe. On ne peut donc pas invoquer ce type de biais pour expliquer la différence entre notre pente et celle déterminé par T&P. D'ailleurs, Rubin et al. (1999) ont comparé leurs vitesses maximales obtenues en optique à celles obtenues en radio (à 20% du profil) et les points s'alignent suivant l'équation  $y=x$ , confirmant ainsi le maximum des courbes de rotation peut être atteint en optique, même si l'extension est inférieure à celle des courbes de rotation HI.

On remarque également que les galaxies ayant une grande vitesse maximale (telle que  $\log(W_{max})-2.5 \geq 0.1$ ) se trouvent systématiquement du côté droit de la relation de T&P. Rubin et al. (1999) et Marquez et al. (2002) ont tracé le même graphe et ils observent la même tendance sans en discuter. Dans le chapitre 1, nous avons souligné le fait que notre échantillon est biaisé puisqu'il contient peu de galaxies de type précoce et très lumineuses. Or, Rubin et al. (1985) ont montré que l'amplitude du plateau dépend à la fois du type morphologique et de la luminosité. L'excès de points à haute vitesse du côté droit de la relation de T&P peut certainement s'expliquer par l'absence de galaxies très précoces et brillantes.

Verheijen (2001) a étudié la relation de TF pour un large échantillon de galaxies de l'amas Ursa Major et a trouvé que :

-les galaxies à courbe de rotation croissante se trouvent du côté des basses vitesses de

la droite de T&P.

-les galaxies à courbe de rotation décroissante se trouvent du côté des hautes vitesses de la droite de T&P. Il préconise donc d'utiliser la vitesse à la fin de la courbe de rotation plutôt que  $V_{max}$ . Il prétend ainsi qu'en optique nous n'atteignons pas la vitesse maximale de rotation du disque, or notre graphe montre clairement le contraire ; d'ailleurs les galaxies exhibant un mouvement réel de rotation en corps solide sont majoritairement des galaxies naines pour lesquelles le disque  $H\alpha$  est équivalent au disque HI en taille. De plus, si on mesurait la vitesse au dernier point de la courbe, la différence serait négligeable du fait de l'extension de nos courbes.

Courteau (1997) a étudié la relation de TF pour un ensemble de 304 Sb et Sc en optique ; il trouve que la dispersion est maximale quand on mesure  $V_{max}$ , et minimale quand on mesure la vitesse à  $2.15h$  où  $h$  est l'échelle de longueur du disque. Il trouve d'ailleurs que c'est cette mesure de vitesse qui est la plus proche de la valeur obtenue à partir du profil HI. Néanmoins la différence de pente entre les deux relations (optique et radio) persiste, même en adoptant la meilleure méthode, la pente déterminée en optique restant systématiquement inférieure, d'environ 10%, à la valeur trouvée par T&P. Cela suggère un effet lié plutôt à la différence de comportement entre le gaz ionisé et le gaz neutre dans les galaxies, hypothèse précédemment invoquée lors de différence inexplicable entre courbe de rotation HI et  $H\alpha$ .

Gardant en tête que dans la majorité des cas la vitesse maximale,  $V_M$ , est atteinte en optique, nous pouvons étudier les valeurs de vitesses maximales atteintes en fonction du type sur la figure 4.43 : on retrouve une nette tendance qui montre que  $V_M$  diminue quand on se dirige vers les types tardifs, mais les points restent très dispersés montrant par là les limites d'une classification basée seulement sur des critères morphologiques. C'est à partir de ce graphe que nous avons remis en question la classification ou l'inclinaison de certaines galaxies dans les commentaires lorsque les points sont vraiment esseulés. On relèvera aussi que comme pour les précédents graphes, les galaxies des types 8 à 10 (Sd à Irr) sont indifférenciables et présentent les mêmes valeurs de  $V_{max}$ .

#### 4.3.4 Discussion

Depuis une trentaine d'années maintenant, de nombreux travaux sont consacrés à la recherche de corrélations entre forme des courbes de rotation et caractéristiques des galaxies (comme la luminosité, la masse totale...). En 1985, Rubin et al. ont étudié les caractéristiques de 16 spirales de type Sa, Sb et Sc et ont trouvé que le gradient interne et l'amplitude des courbes diminuent quand la luminosité diminue. L'analyse réalisée dans cette thèse confirme ces conclusions et ce pour un large éventail de types morphologiques. Ils ont également trouvé que l'amplitude, même si globalement elle décroît



qui ont défini une courbe synthétique pour les galaxies précoces. Persic et al. (1991, 1996) ont ensuite remarqué une forte corrélation entre la forme des courbes de rotation et la luminosité et ont donc dérivé une courbe de rotation universelle (URC après) à partir de l'étude de 714 ORC<sup>1</sup> (Mathewson et al., 1992) et 33 HIRC<sup>2</sup> dont la formulation comprend deux termes (un pour le disque et l'autre pour le halo) qui dépendent uniquement de la luminosité. De son côté, Rhee (1996) a trouvé que la forme de 254 ORC et 26 HIRC varie essentiellement avec la luminosité. Pourtant, lorsque l'on applique cette URC, l'ajustement n'est pas fameux : Verheijen (1997) trouve, pour un échantillon de 30 galaxies de l'amas de la Grande Ourse, que, dans un tiers des cas, la URC est incapable de représenter les parties internes et externes de ses courbes HI. Sofue et al. (1999) n'arrivent pas à reproduire les parties internes de leurs courbes hybrides. Nous n'avons pas présenté de comparaison entre nos courbes et les courbes de rotation universelles car nous n'avons pas réalisé de comparaisons systématiques pour chacune de nos courbes de rotation (d'autant plus que pour obtenir la URC d'une galaxie, nous devons connaître l'échelle de longueur de disque, valeur que nous n'avons pas à toujours à notre disposition) nous avons seulement appliqué la URC à quelques unes de nos courbes et la comparaison n'est pas toujours satisfaisante. Navarro et al. (1997) ont fourni un profil de courbe de rotation universelle à partir de simulations numériques relatives à la formation des halos sombres. Dans le chapitre suivant, nous quantifierons l'aptitude de ce profil à reproduire nos courbes de rotation.

**L'analyse des courbes de rotation de notre échantillon de 96 galaxies nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :**

- les galaxies possédant une faible fraction d'émission sous forme diffuse présentent les courbes de rotation les plus dispersées et/ou chaotiques.
- L'extension maximale des disques  $H\alpha$  est de l'ordre de  $R_{25}$ . Le rapport  $R_{max}/_{25}$  varie avec le type morphologique, augmentant des types 0 à 8 puis diminuant des types 8 à 10. Il est corrélé avec la valeur de la densité surfacique de gaz neutre au rayon  $R_{25}$ .
- Les galaxies de type précoce, qui sont des galaxies à bulbe, ont un gradient interne en moyenne plus important que les autres types et sont les seules à présenter parfois des courbes décroissantes.
- Les galaxies présentant une forte asymétrie sont généralement des galaxies avec un faible gradient interne et de type tardif. Il faut probablement voir là une plus grande facilité à perturber dynamiquement une galaxie ayant un petit potentiel gravitationnel.

---

<sup>1</sup>Optical Rotation Curve

<sup>2</sup>HI Rotation Curve



-Les galaxies barrées ont un gradient interne plus faible. Si on admet que la barre est le conducteur de la structure spirale, sa vitesse de rotation, lorsque la barre est encore relativement forte, doit influencer sur la vitesse de rotation des parties internes. De plus, lorsque les barres se développent, il y a dissipation du moment angulaire vers les parties externes et donc les barres tournent moins vite.

-Les galaxies Sd, Sm et irrégulières présentent exactement les mêmes caractéristiques.

-La vitesse maximale des courbes de rotation est atteinte en  $H\alpha$  pour la majorité de nos courbes, y compris pour les galaxies en rotation corps solide. Notre échantillon de galaxies GHASP suit de manière satisfaisante la relation de Tully-Fisher, montrant ainsi qu'il n'y a pas de biais particulier et pourra donc servir de référence une fois le plan magnitude-type morphologique complété. Nous avons constaté que ce sont les galaxies de type courbe de rotation croissante qui s'écartent le plus de cette relation.

#### 4.4 Bibliographie

- Barton E., Bromley B., Geller M., **1999**, ApJ, 511, L25.  
 Broeils A., **1992**, A&, 256, 19.  
 Casertano S., van Gorkom J., **1991**, AJ, 101, 1231.  
 Cayatte V., Kotanyy C., Balkowski C., van Gorkom J., **1994**, AJ, 107, 1003.  
 Conselice C., **1997**, PASP, 109, 1251.  
 Corbelli E., **2003**, MNRAS, 342, 199.  
 Corbelli E., Salucci P., **2000**, MNRAS, 311, 441.  
 Courteau S., **1997**, AJ, 114, 2402.  
 Dale D., Uson, Juan M., **2003**, AJ, 126, 675.  
 Dale D., Giovanelli R., Haynes M., Hardy E., Campusano L., **2001**, AJ, 121, 1886.  
 Della Ceca R., Griffiths R.E., Heckman T., Lehnert M., Weaver K., **1999**, ApJ, 514, 772.  
 de Vaucouleurs G. et al., **1991**, RC3.  
 de Vaucouleurs G., Buta R., **1980**, ApJS, 44, 451.  
 Dickey J., Murray Hanson M., Helou G., **1990**, ApJ, 352, 522.  
 Duval M.F., Monnet G., **1985**, A&ASS, 61, 141.  
 Fillmore J.A., Boroson T.A., Dressler A., **1986**, ApJ, 302, 208.  
 Garrido O., Marcelin M., Amram P., **2004**, MNRAS, 349, 225.  
 Garrido O., Marcelin M., Amram P., Boissin O., **2003**, A&A, 399, 51.

- Garrido O.**, Marcelin M., Amram P., **2002**, 387, 821.
- Haynes M.**, van Zee L., Hogg D., Roberts M., Maddalena R., **1998**, AJ, 115, 62.
- Hodge J.C.**, Castelaz M.W., **2003**, AAS, 202, 4008.
- Hunter D.A.**, Elmegreen B., **2003**, AAS, 20311519.
- Jansen R.**, Franx M., Fabricant D., Caldwell N., **2000**, ApJ, 126, 271.
- Kennicutt R.**, **1989**, ApJ, 344, 685.
- Kravtsov A.**, Klypin A., Bullock J., Primack J., **1998**, ApJ, 502, 48.
- Krienke O.**, Hodge P., **1974**, AJ, 79, 1242.
- Marcelin M.**, thèse, **1983**, Université de Provence.
- Marcelin M.**, Boulesteix J., Courtes G., **1982**, A&A, 118, 134.
- Marchesini D.**, D’Onghia E., Chancarini G., Firman C., Conconi P. et al., **2002**, ApJ, 575, 801.
- Mac Gaugh S.**, Rubin V., de Block W., **2001**, AJ, 122, 2381.
- Martin P.**, Friedli D., A&A, **1997**, 323, 363.
- Martinet F.**, Friedli D., **1997**, A&A, 323, 367.
- Marquez I.**, Masegosa J., Moles M., Bettoni D., Galletta G., **2002**, A&A, 393, 389.
- Mathewson D.**, Ford V., Buchhorn M., **1992**, ApJS, 81, 413.
- Mayya D.**, Romano R., **2001**, RMxAC, 11, 115.
- Nelder J.A.**, Mead R., **1965**, Comp. J., 7, 308.
- Navarro J.**, Frenk C., White S., **1997**, ApJ, 490, 493.
- Nishiura S.**, Shimada M., Ohyama Y., Murayama T., Taniguchi Y., **2000**, AJ, 120, 169.
- Numerical Recipes**, Cambridge university press, Press W., Teulkolsky S., Vetterling W., Flannery B.
- Paturel, G.**, Teerikorpi, P., Theureau, G., Fouqu, P., Musella, I., Terry, J. N., **2002**, A&A, 389, 19.
- Persic M.**, Salucci P., Stel F., **1996**, MNRAS, 281, 27.
- Persic M.**, Salucci P., Stel F., **1991**, ApJ, 379, 89.
- Pisano D.**, Wilson, **1999**, AJ, 117, 2168.
- Pisano D.**, Wilcots E., **1998**, AJ, 115, 975.
- Regan M.W.**, Teuben P., Vogel S.; van der Hulst T., **1996**, AJ, 112, 254.
- Rhee M-Y.**, **1996**, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen.
- Richter O-G**, Sancisi R., **1994**, A&A, 290, L9.
- Rubin V.**, Waterman A., Kenney J., **1999**, AJ, 118, 236.
- Rubin V.**, Graham J., **1987**, ApJ, 316, 67.
- Rubin V.**, Burstein D., Ford Jr., Thonnard N., **1985**, ApJ, 289, 81.
- Rubin V.**, Roberts M., Ford W., **1979**, ApJ, 230, 35.

**Sicotte V.**, Carignan C., Durand D., **1996**, AJ, 112, 1423.

**Sempere M.J.**, Combes F., Casoli F., **1995**, A&A, 299, 371.

**Shostak G.S.**, van der Kruit P., Hummel E., Shaver P., van der Hulst J, **1982**, A&A, 115, 293.

**Smoker J.V.**, Davis R.D., Axon, D.J., **1996**, MNRAS, 281, 393.

**Sofue Y.**, Tutui Y., Honma, M., Tomita, A., Takamiya T., Koda J., Takeda Y., **1999**, ApJ, 523, 136.

**Sofue Y.**, Tomita A., Tutui Y., Honma M., Takeda Y., **1998**, PASJ, 50, 427.

**Stil J. M.**, Israel, F. P., **2002**, A&A, 389, 42.

**Swaters R.A.**, **2003**, ApJ, 583, 732.

**Swaters R.A.**, Balcells M., **2002**, A&A, 390, 863.

**Swaters R.**, **1999**, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen.

**Taramopoulos A.**, Payne H., Briggs H., **2001**, A&A, 365, 360.

**Tully B.**, Pierce M., **2000**, ApJ, 533, 744.

**Tully R. B.**, **Fisher J. R.**, **1977**, A&A, 54, 661.

**van Driel W.**, van Woerden H., **1994**, A&A, 286, 395.

**van Driel W.**, Buta J., **1991**, A&A, 245, 7.

**Verdes-Montenegro L.**, Bosma A., Athanassoula E., **1995**, A&A, 300, 65.

**Verheijen M.**, **2001**, AJ, 563, 694.

**Verheijen M.**, Sancisi R., **2001**, A&A, 370, 765.

**Verheijen M.**, **1997**, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen.

**Wallin J.F.**, Stuart B.V., **1992**, ApJ, 399, 29.

**Wilke K.**, Mollenhoo C., Matthias M., **2000**, A&A, 361, 528.

**Williams B.**, Yun M., Verdes-Montenegro L., **2002**, AJ, 123, 2417.

**Young J.S.**, Claussen M.J., Kleinmann S.G., Rubin V.C., Scoville N., **1988**, ApJ, 331, L81.

**Zhao H.**, **1996**, MNRAS, 278, 488.

# CHAPITRE 5

## DISTRIBUTION DE MASSE DE QUELQUES GALAXIES GHASP

---

### 5.1 Principe de la méthode

Les courbes de rotation sont majoritairement interprétées comme l'évidence même de la présence de halos massifs autour des galaxies (si on exclut la théorie MOND, Milgrom, 1983a, b & c, et le modèle magnétique, Nelson, 1988 ; Battaner et al., 1992) depuis l'arrivée de la radioastronomie qui a permis de mesurer des vitesses de rotation à grands rayons (Bosma, 1978, 1981 ; van albada et al., 1985). Afin d'étudier la distribution de matière au sein des galaxies, on doit :

**-déterminer la courbe de rotation.** On a combiné nos données GHASP à haute résolution avec les données radio étendues disponibles dans la littérature. L'avantage de telles courbes hybrides est d'allier la haute résolution (de l'ordre de 2 arcsec et de 5 à 10 km s<sup>-1</sup>) des données optiques pour la partie interne des courbes de rotation aux données radio pour la partie externe. Blais-Ouellette (2000) a montré la nécessité d'utiliser des données optiques afin de déterminer avec précision les paramètres qui régissent la distribution de matière sombre. En effet, le rapport masse sur luminosité dépend directement des premiers points de la courbe de rotation. Les données HI souffrant souvent de l'effet de "beam-smearing" dû à l'étalement du faisceau, elles entraînent une estimation erronée du rapport (M/L) et donc des paramètres clés de la distribution de matière sombre. Nous avons comparé, pour un échantillon de 19 galaxies naines, les modèles de masse obtenus à partir de courbes de rotation HI et de courbes hybrides HI/H $\alpha$  (Amram & Garrido, 2002). En moyenne, la correction appliquée aux données HI (pour corriger de l'effet de "beam-smearing") est trop forte et entraîne une sous-estimation de la quantité de matière sombre présente dans les galaxies. La superposition des deux courbes, optique et radio, est présentée pour chaque galaxie et la détermination de chaque courbe de rotation hybride est expliquée dans le paragraphe suivant.

**-déterminer la distribution stellaire** à partir d'observations photométriques. Nous

avons travaillé avec les données photométriques obtenues en bande R, car elles sont désormais disponibles dans la littérature pour un grand nombre de galaxies et qui plus est, la bande R est plus représentative de la masse stellaire que la bande B. Lorsque la brillance de surface n'était pas disponible dans la littérature en bande R mais dans d'autres bandes, alors on a pris soin de convertir les données en bande R grâce aux indices de couleurs réels (trouvés dans la base de données NED) ou moyens (Jansen et al., 2000). Lorsque le profil de luminosité d'une galaxie laisse apparaître une composante bulbe, on a décomposé le profil en deux composantes (par minimisation du  $\chi^2$  en utilisant le package Minuit conjugué aux routines simplex et milgrad, Nelder&Mead, 1965). La composante bulbe a été ajustée par une loi de de Vaucouleurs :

$$\mu_{bulbe}(r) = \mu_e + 8.3268 \left[ \left( \frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{4}} + \left( \frac{r}{r_t} \right)^4 \right]$$

et le disque par une loi exponentielle :

$$\mu_{disque}(r) = \mu_o + 1.0857 \frac{r}{r_o}$$

où  $\mu_e$  et  $\mu_o$  sont respectivement la brillance surface centrale du bulbe et du disque, et  $r_o$ , l'échelle du disque. Ensuite, la composante du bulbe a été soustraite du profil de lumière fournissant ainsi la composante disque, composante qui conserve toutes les variations observées sur le profil de lumière. Les profils de brillance de surface de chaque galaxie sont disponibles en annexe.

**-connaître la distribution du gaz neutre.** Pour cela, on se base sur celle de l'hydrogène neutre que l'on multiplie par la constante 1.33 pour tenir compte de la distribution de l'Hélium. Nous avons utilisé la formule développée par Bottinelli et al. (1983) pour calculer l'épaisseur du disque galactique en fonction du type morphologique.

Ensuite, on estime, via différents profils de densité du halo, la contribution du halo qui n'est autre que la contribution qui doit être rajoutée aux différentes composantes lumineuses (bulbe, disque et gaz) pour obtenir la vitesse de rotation observée :

$$V_{rot}(r) = (V_{gaz}^2 + V_{disque}^2 + V_{bulbe}^2 + V_{halo}^2)^{0.5}$$

## 5.2 Les profils de densité

Ne connaissant pas à priori la forme des halos, on a tout d'abord adopté l'hypothèse simple que la matière sombre suivait une distribution sphérique et symétrique appelée sphère isotherme de profil :

TAB. 5.1 – Références des données récupérées dans la littérature.

N°UGC	$\sum_{HI}$	HI RC	Photométrie	Bande	Bulbe
2034	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
2455	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
2503	non	vD94	vD94	R	oui
4274	Sw02a	S02	Sw02b	R	non
4278	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
4305	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
4325	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
4499	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	oui
5272	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
5414	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
5721	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
5789	Mo98	Mo98	Wa01	J	oui
6537	Ver01	Ver01	Her96	V	oui
6778	Ver01	Ver01	Her96	I	oui
7323	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	oui
7524	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	oui
7971	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
8490	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non
10310	Sw02a	Sw99	VZ00	B	non
11557	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	oui
11707	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	oui
11914	VM95	VM95	VM95	R	oui
12060	Sw02a	Sw99	Sw02b	R	non

Her96  $\simeq$  Heraudeau (1996) ; Mo98  $\simeq$  Moore E. (1998) ; Sw02a  $\simeq$  Swaters (2002a) ; S02  $\simeq$  Stil (2002) ; Sw02b  $\simeq$  Swaters (2002b) ; Sw99  $\simeq$  Swaters (1999) ; vD94  $\simeq$  van Driel (1994) ; VM95  $\simeq$  Verdes-Montenegro (1995) ; VZ00  $\simeq$  Van Zee (2000) ; Ver01  $\simeq$  Verheijen (2001) ; Wa01  $\simeq$  Watanabe (2001)

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + (\frac{r}{R_o})^2}$$

où  $R_o$  est le rayon caractéristique ou de coeur et  $\rho_o$  est la densité centrale de matière sombre. Ce type de profil produit une densité constante au centre, on parle alors de halo avec un coeur ou plat.

Actuellement, le scénario couramment admis pour la formation des structures de l'Univers est basé sur la théorie inflationnaire CDM qui est en accord avec les observations à grande échelle mais qui se heurte par contre à bien des problèmes à petite échelle. Certaines simulations numériques N-corps qui étudient l'évolution des halos sombres (Navarro, Frenk & White 1997, Moore et al. 1998, 1999) prédisent que la partie interne du profil de densité des halos sombres est piquée au centre ; on parle de halos dit "piqué". Le profil de densité développé par NFW est de la forme :

$$\rho_{NFW} = \frac{\rho_i}{(\frac{R}{R_c})(1 + \frac{R}{R_c})}$$

où  $R_c$  est le rayon caractéristique ou de coeur et  $\rho_i$  est la densité centrale de matière sombre.

Typiquement, nous utilisons les profils de densité définis par Zhao (1996) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{(c + (\frac{r}{R_o})^\gamma)(1 + (\frac{r}{R_o})^\alpha)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}$$

où  $\rho_o$  est la densité centrale et  $R_o$  est le rayon caractéristiques ou de coeur. En adoptant un certain jeu de paramètres ( $c, \alpha, \beta, \gamma$ ), on représente un certain profil de densité (Kravtsov, 1998). Nous avons choisi deux profils de densité :

-celui de la sphère isotherme, duquel on s'approche le mieux en adoptant les paramètres (0, 2, 3, 0) qui est un profil de densité centrale constante.

-celui communément appelé NFW développé par Navarro et al. (1996), duquel on s'approche au mieux en adoptant les paramètres (0, 1, 3, 1), et qui est un profil de halo dit piqué, pour lequel la densité croît au centre.

Sur la figure 5.1, nous avons tracé les deux types de profils de densité que nous avons utilisés.

Il existe différentes facons de procéder lorsqu'on étudie la distribution de matière : -la première consiste à faire l'hypothèse du disque maximum introduite en 1985 par Carignan & Freeman dans un souci de minimiser la quantité de matière sombre dans les parties centrales. Cela consiste à ajuster le rapport masse sur luminosité ( $(M/L)_D$ ) de telle sorte que la composante du disque reproduise seule les parties centrales de la

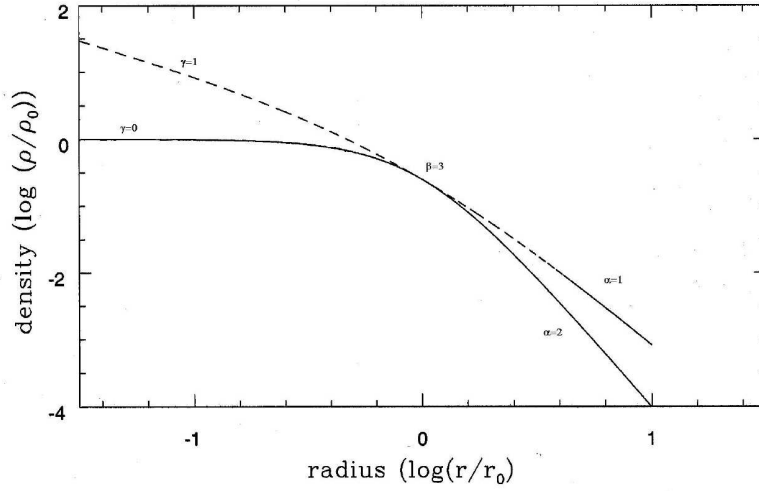


FIG. 5.1 – Profils de densité pour : la sphère isotherme (trait solide) et le modèle de NFW (traits courts). Pour chaque profil, les valeurs de  $(\alpha, \beta, \gamma)$  sont indiqués.

courbe de rotation. Ce rapport  $(M/L)_D$  ainsi obtenu est maintenu constant, quel que soit le rayon, et représente une limite maximale.

-la deuxième est la technique du "Best-Fit Model" (noté BFM par la suite) qui consiste à minimiser le  $\chi^2$  dans l'espace à trois dimensions défini par  $((M/L)_*, \rho_o, R_o)$ .

-la troisième consiste à minimiser le disque ce qui fournit une limite maximale à la contribution du halo sombre mais permet, pour les galaxies naines et LSB qui sont dominées par la matière sombre et pour lesquelles on peut négliger le disque, d'étudier la densité de matière sombre dans les premiers kiloparsecs ; en effet, dans ces cas précis, on peut simplement convertir (en supposant une distribution de masse sphérique) la courbe de rotation en distribution de masse de la forme  $\rho(r)=r^\alpha$  où  $\alpha=-0.2$  pour les observateurs (de Blok et al., 2001), -1 pour les simulations de NFW (1996) et -1.5 pour les simulations de Moore (1998, 1999a) et Bullock et al. (2001).

Nous avons donc appliqué pour chaque galaxie : le profil de densité de NFW à partir de la technique du BFM, le profil de densité de la sphère isotherme à partir de la technique du BFM et de la technique de MDM (Maximum Disk Model). Enfin, pour chaque galaxie nous avons laissé varier  $\gamma$ , la pente logarithmique interne, afin d'étudier de possibles corrélations entre  $\gamma$  et les diverses quantités qui caractérisent les galaxies.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les résultats obtenus pour chaque modèle de masse où les profils de densité NFW et isotherme sont confrontés aux courbes de rotation hybrides obtenues pour des galaxies de types variés, bien que majoritaire-



ment tardifs (15 galaxies sont de type Sdm/Irr sur 23).

### 5.3 Présentation des résultats

Nous présentons pour chaque galaxie : la courbe de rotation  $H\alpha$  (notée  $H\alpha RC$  ci-après) superposée à la courbe HI (HIRC), le modèle de masse obtenu à partir du profil de NFW pour un BFM, le modèle de masse obtenu à partir du profil de la sphère isotherme pour un BFM et aussi un MDM. Bien évidemment, lorsque le BFM est un MDM (pour la sphère isotherme), le graphe n'est montré qu'une fois.

Notons cependant un problème d'affichage sur les modèles de masse présentés ici : il ne faut pas tenir compte du  $10^{-3}$  qui est marqué dans de la valeur de  $\rho_o$ .

La méthodologie pour la formation des courbes de rotation hybrides est la suivante :  
 -lorsque l'accord entre les deux courbes de rotation, optique et radio, est bon dans la partie centrale alors nous avons conservé les données  $H\alpha$ , car la  $H\alpha RC$  étant plus échantillonnée que la HIRC, elle contraint plus l'ajustement du modèle de masse dans les parties centrales.

-lorsqu'il y a un désaccord entre les données  $H\alpha$  et HI dans les parties centrales de la courbe de rotation, et que ce désaccord n'est pas le résultat d'un gauchissement du disque (e.g UGC 12060) ou de mouvements non-circulaires pour lesquels nos données sont très sensibles (e.g UGC 7971), nous n'avons conservé que les points  $H\alpha$  pour la partie interne et ajouté les points HI pour la partie externe.

-Lorsque la  $H\alpha RC$  et la HIRC ont la même extension spatiale et que les deux courbes sont confondues, alors nous avons conservé uniquement la  $H\alpha RC$  afin de vérifier si les possibles ondulations de la courbe de rotation se retrouvent sur le profil de lumière.

-Lorsque la  $H\alpha RC$  et la HIRC ont la même extension spatiale et que l'allure des deux courbes de rotation n'est pas similaire, alors nous avons conservé les deux séries de données.

-lorsque la  $H\alpha RC$  présente quelques points de vitesses aberrants liés généralement au comportement particulier de régions HII isolées ou à un éventuel gauchissement du disque, nous avons éliminé ces points de la courbe de rotation hybride.

En annexe, on trouvera les tableaux contenant les différents paramètres clés de la distribution de masse, les paramètres obtenus par Swaters (1999) qui a obtenu pour certaines galaxies de notre échantillon (à partir de courbes HI) des MDM avec le profil isotherme, l'évaluation de la qualité des courbes hybrides ainsi que des modèles de masse présentés ci-après et les profils de brillance de surface.

UGC 2034 est une galaxie naine avec une vitesse maximale ne dépassant pas 50 km s<sup>-1</sup>. La H $\alpha$ RC est très chaotique mais globalement en accord avec la HIRC. L'ajustement obtenu avec le profil de NFW est aussi bon que celui obtenu avec la sphère isotherme. Avec le profil de NFW, la composante sombre domine le potentiel à tous les rayons bien que la composante lumineuse ne soit pas négligeable. Avec le profil de la sphère isotherme, la composante lumineuse domine les deux premiers tiers de la courbe de rotation. La qualité de l'ajustement obtenu pour les deux profils est identique car nous avons peu de contraintes sur la courbe de rotation pour les 20 premiers arcsec. Il apparaît, d'après les différents graphes, que la contribution de la composante gazeuse au potentiel est importante dans les parties externes de la courbe de rotation.

### UGC 2455

UGC 2455 est une galaxie naine pour laquelle la H $\alpha$ RC est globalement en bon accord avec la HIRC, bien que plus dispersée. La courbe de rotation hybride est typiquement une courbe en rotation corps solide. Le profil NFW est clairement inapte à reproduire la courbe de rotation aussi bien dans ses parties internes qu'externes. Le BFM pour la sphère isotherme donne un bien meilleur ajustement que pour NFW, avec l'annulation de la composante disque. Avec le MDM, la composante lumineuse domine le potentiel jusqu'à 30 arcsec mais l'ajustement dans les parties externes est moins bon qu'avec le BFM. Swaters (1999) a réalisé un MDM avec le profil de la sphère isotherme. Ses résultats sont comparables aux nôtres puisqu'il trouve un très petit  $(M/L)_D$  (0.4  $(M/L)_\odot$  contre 0.1  $(M/L)_\odot$  pour nous), un  $r_o$  qui tend vers l'infini (comme nous) et un  $\rho_o$  de  $37 \cdot 10^{-3} M_\odot \text{ pc}^{-3}$  ( $16 \cdot 10^{-3} M_\odot \text{ pc}^{-3}$  pour nous). En résumé, le profil de NFW ne parvient pas à représenter correctement la courbe de rotation de UGC 2455 pour laquelle le profil du halo semble plutôt de type plat.

### UGC 2503

La HIRC de cette galaxie Sb est faiblement échantillonnée et ne marque pas aussi nettement que la H $\alpha$ RC le maximum atteint vers 100 arcsec. Il n'y a pas de données disponibles dans la littérature pour la densité surfacique de gaz, mais UGC 2503 étant une galaxie de type précoce, la contribution du gaz au potentiel reste négligeable. Les trois modèles donnent des résultats différents : avec le profil de NFW, le disque et le halo sombre contribuent équitablement au potentiel jusqu'à 150 arcsec ensuite c'est la composante sombre qui domine ; avec le profil isotherme, le halo domine dès 20 arcsec ; si on adopte le MDM, le disque domine à tous les rayons, mais l'ajustement est moins bon que pour les deux autres modèles.

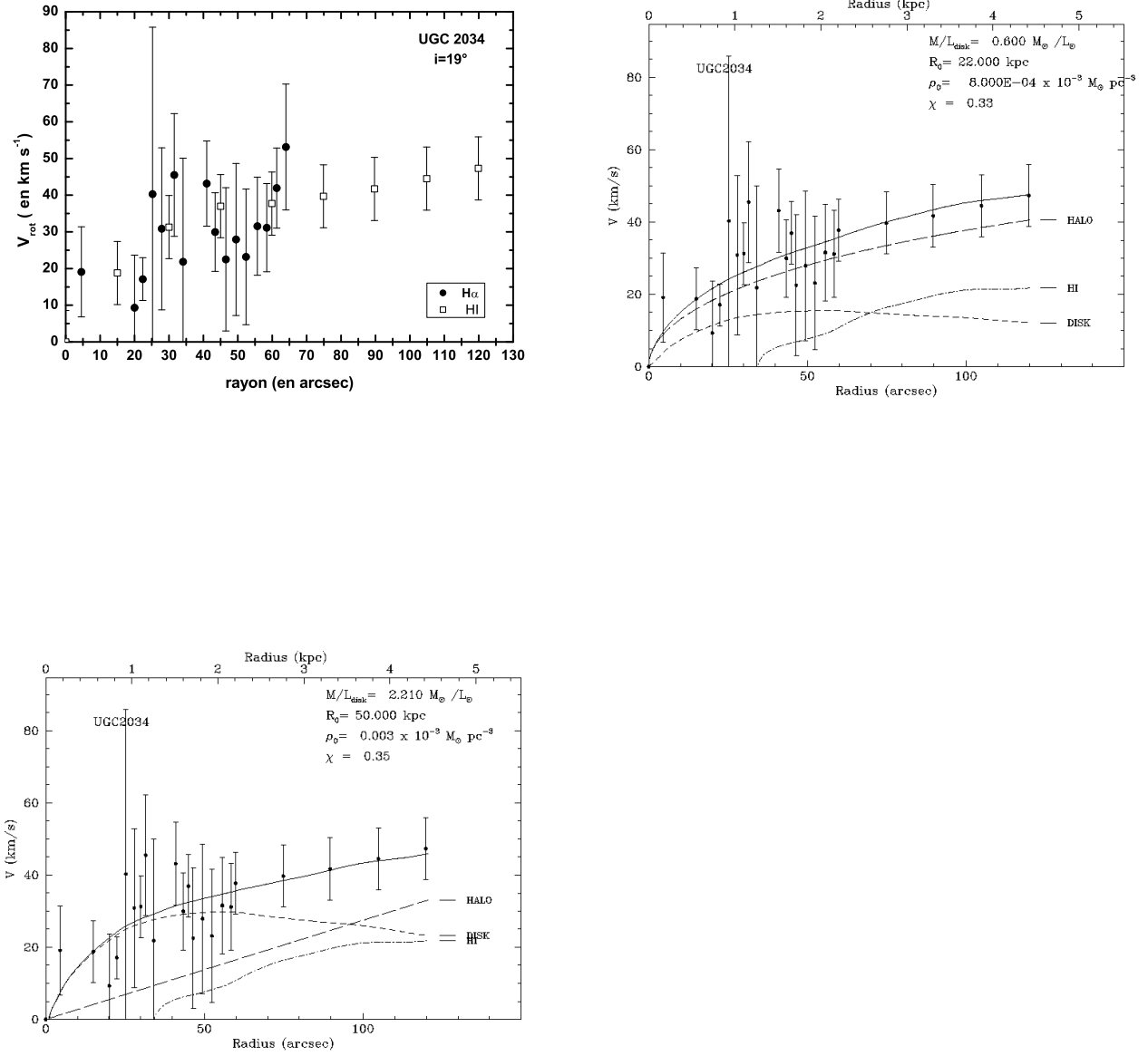


FIG. 5.2 – **UGC 2034**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

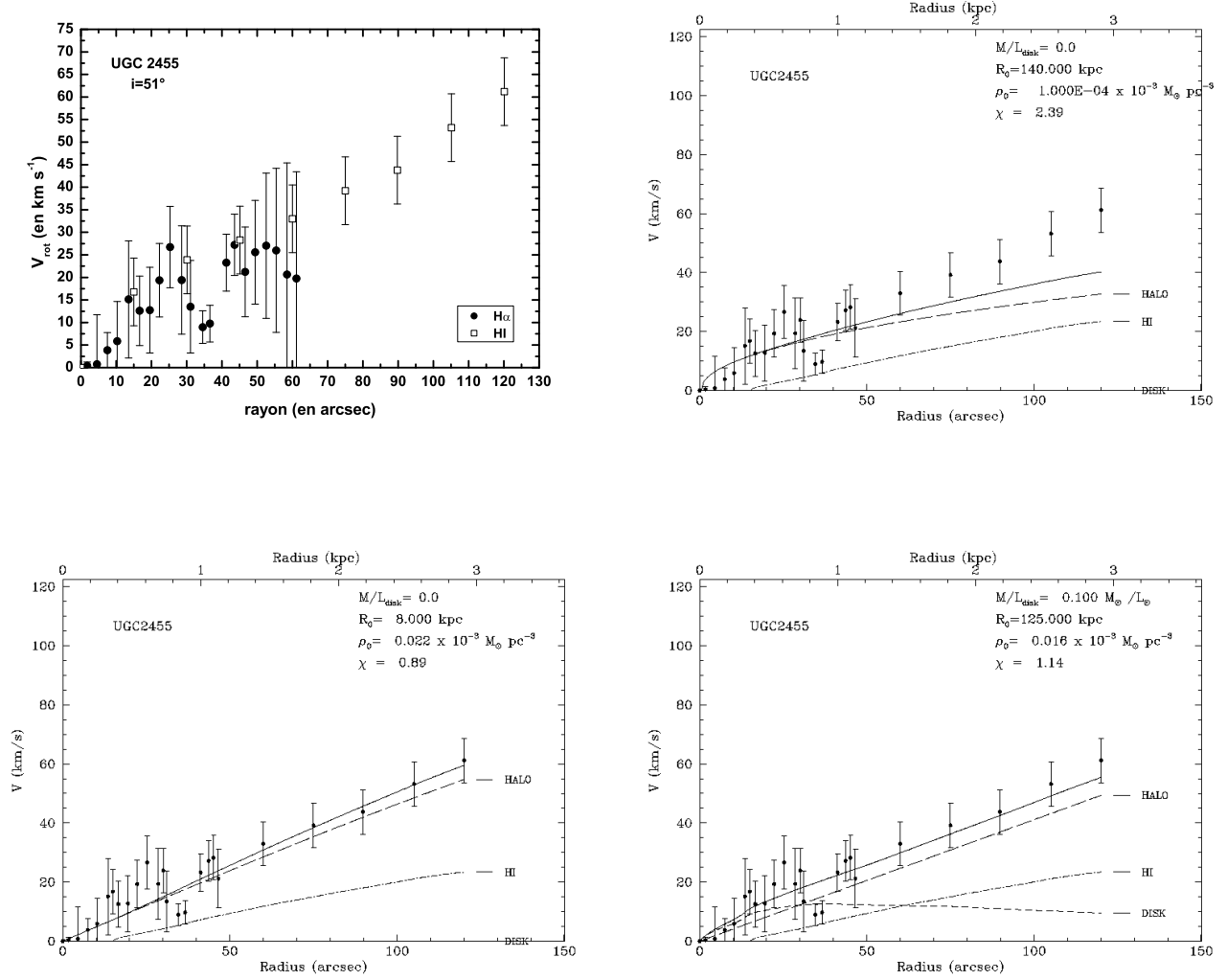


FIG. 5.3 – **UGC 2455**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

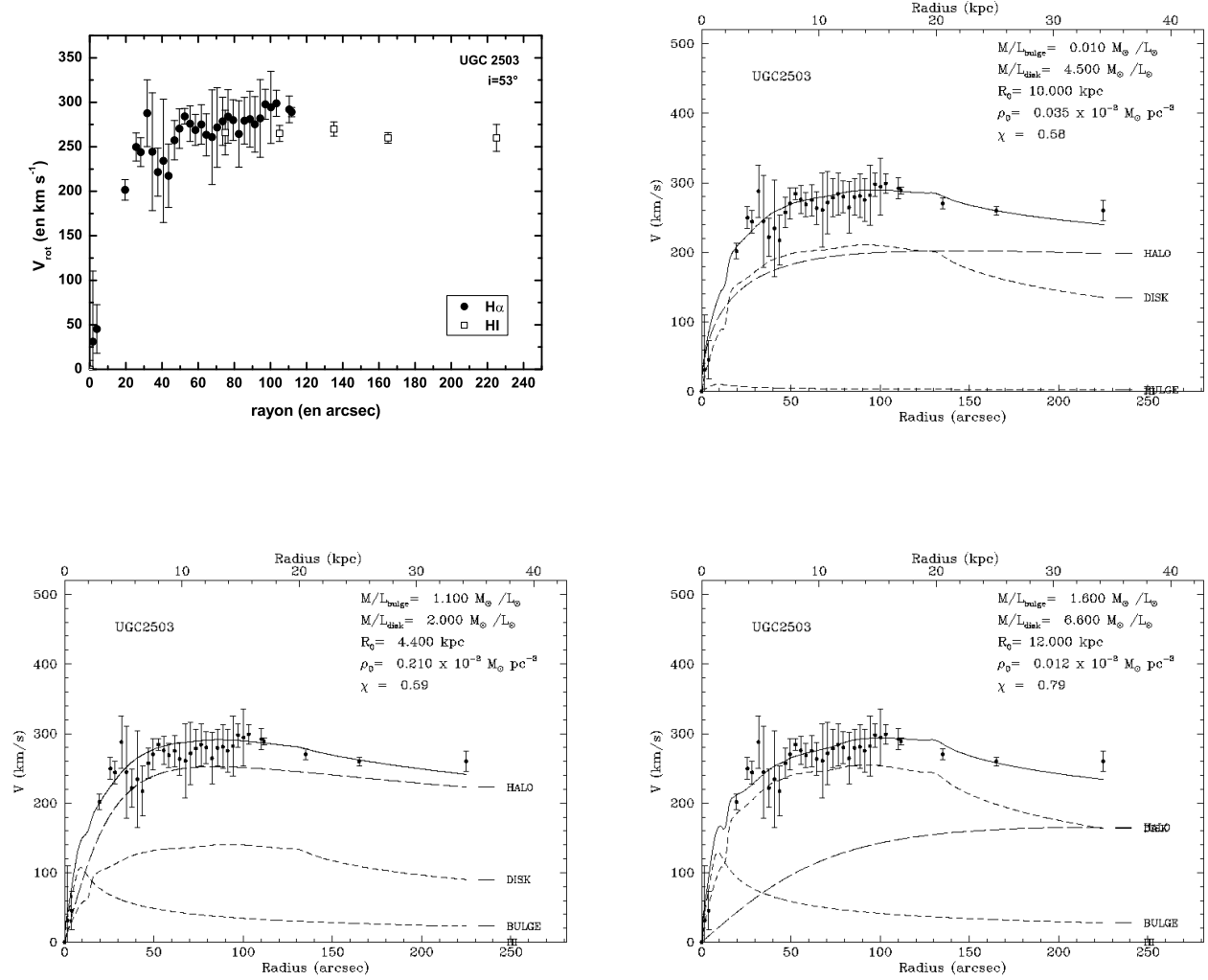


FIG. 5.4 – **UGC 2503**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et  $\text{HI}$ . En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

**UGC 4274**

Cette galaxie est classée comme "starburst" et sur les images en bande R ou I, on distingue nettement plusieurs spots de formation stellaire dans les parties centrales. L'ajustement entre les modèles de masse et la courbe de rotation est plutôt mauvais mais il a l'avantage de montrer que le profil de lumière semble suivre celui de la courbe de rotation. Le halo reste la composante dominante dans les parties externes tandis que la composante disque reproduit les parties internes de la courbe de rotation. La composante disque avec le profil isotherme (qui est un MDM) est trop forte et entraîne une valeur trop haute de l'ajustement entre 20 et 40 arcsec.

**UGC 4278**

La H $\alpha$ RC et la HIRC de cette galaxie de type Sd se superposent tout à fait, la H $\alpha$ RC étant moins étendue (de 30 arcsec environ). Les deux BFM donnent des résultats opposés : avec le profil de NFW, il n'y a pas de composante disque et le halo domine pour l'ensemble de la courbe mais l'ajustement avec la courbe n'est pas satisfaisant entre 40 et 110 arcsec (idem avec le profil isotherme). Avec le profil de la sphère isotherme, le disque domine jusqu'à 90 arcsec (le modèle est d'ailleurs un MDM) et l'ajustement est un peu plus satisfaisant dans les parties internes mais pas dans les parties externes où l'on voit une tendance à la croissance alors que la courbe de rotation reste plate.

**UGC 4305**

Au centre de cette galaxie, il y a un mouvement de contre-rotation qui affecte la H $\alpha$ RC jusqu'à 20 arcsec (Garrido et al., 2004). Au-delà de 80 arcsec, la H $\alpha$ RC est chaotique mais néanmoins la pente interne est plus forte que celle de la HIRC. On a pris soin d'éliminer les points H $\alpha$  jusqu'à 20 arcsec de la courbe de rotation hybride. Sur les trois modèles, on constate que la distribution du gaz suit les ondulations de la courbe de rotation. D'ailleurs, c'est la composante gazeuse qui domine dans les régions externes. Avec le profil isotherme, ce sont les composantes disque et gaz qui dominent le potentiel à tous les rayons. Avec le profil de NFW, le halo sombre domine quasiment jusqu'à la fin de la courbe. Pour les trois modèles, l'ajustement n'est pas vraiment très représentatif de la courbe de rotation puisqu'aucun des modèles ne reproduit correctement la partie interne, ni les importantes ondulations de la courbe de rotation hybride. Le MDM de Swaters (1999) à partir du profil isotherme est quasiment identique au nôtre et aussi inapte à reproduire la HIRC.

**UGC 4325**

L'accord entre les deux courbes de rotation dans les parties centrales est excellent,

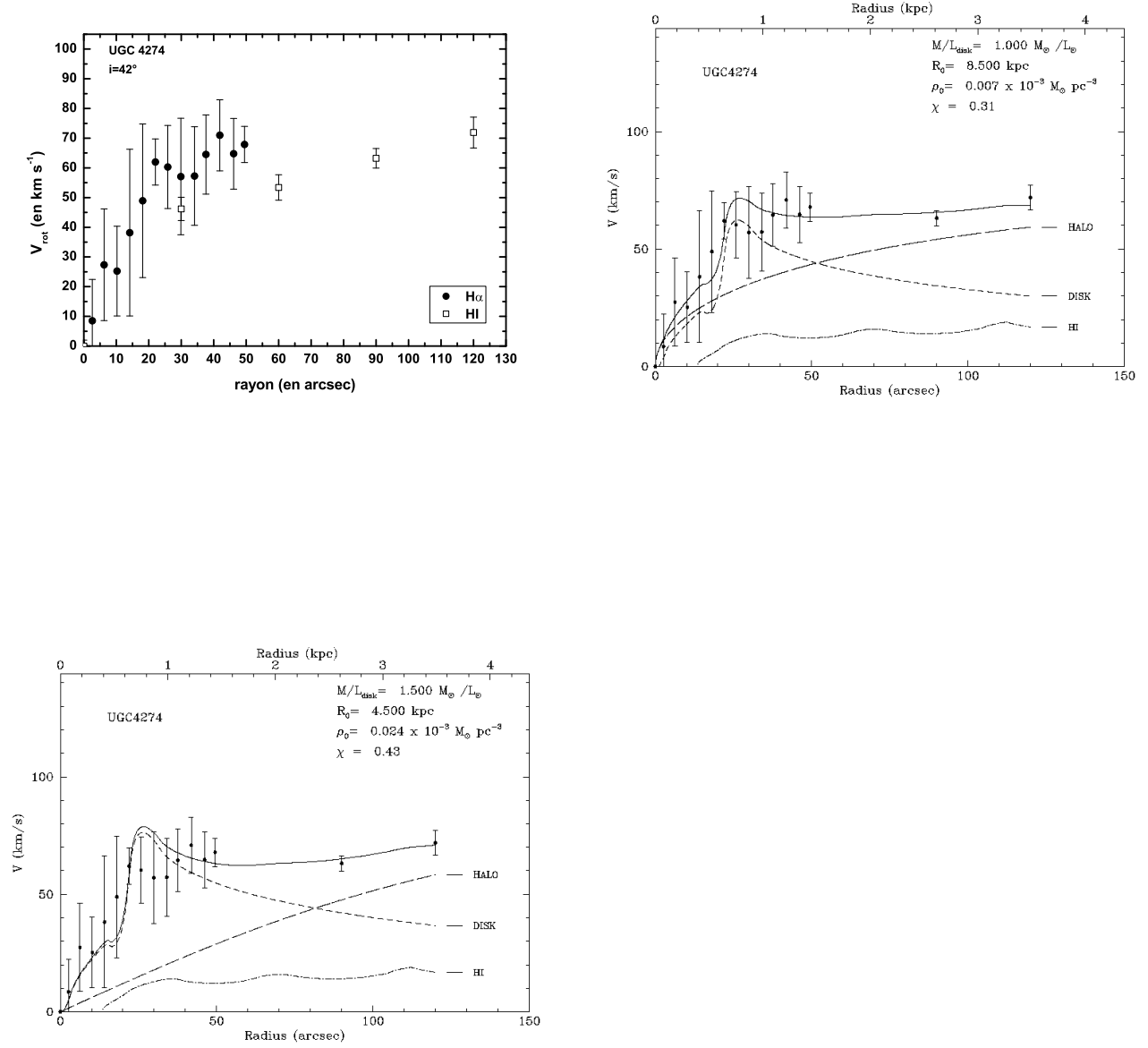


FIG. 5.5 – **UGC 4274**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

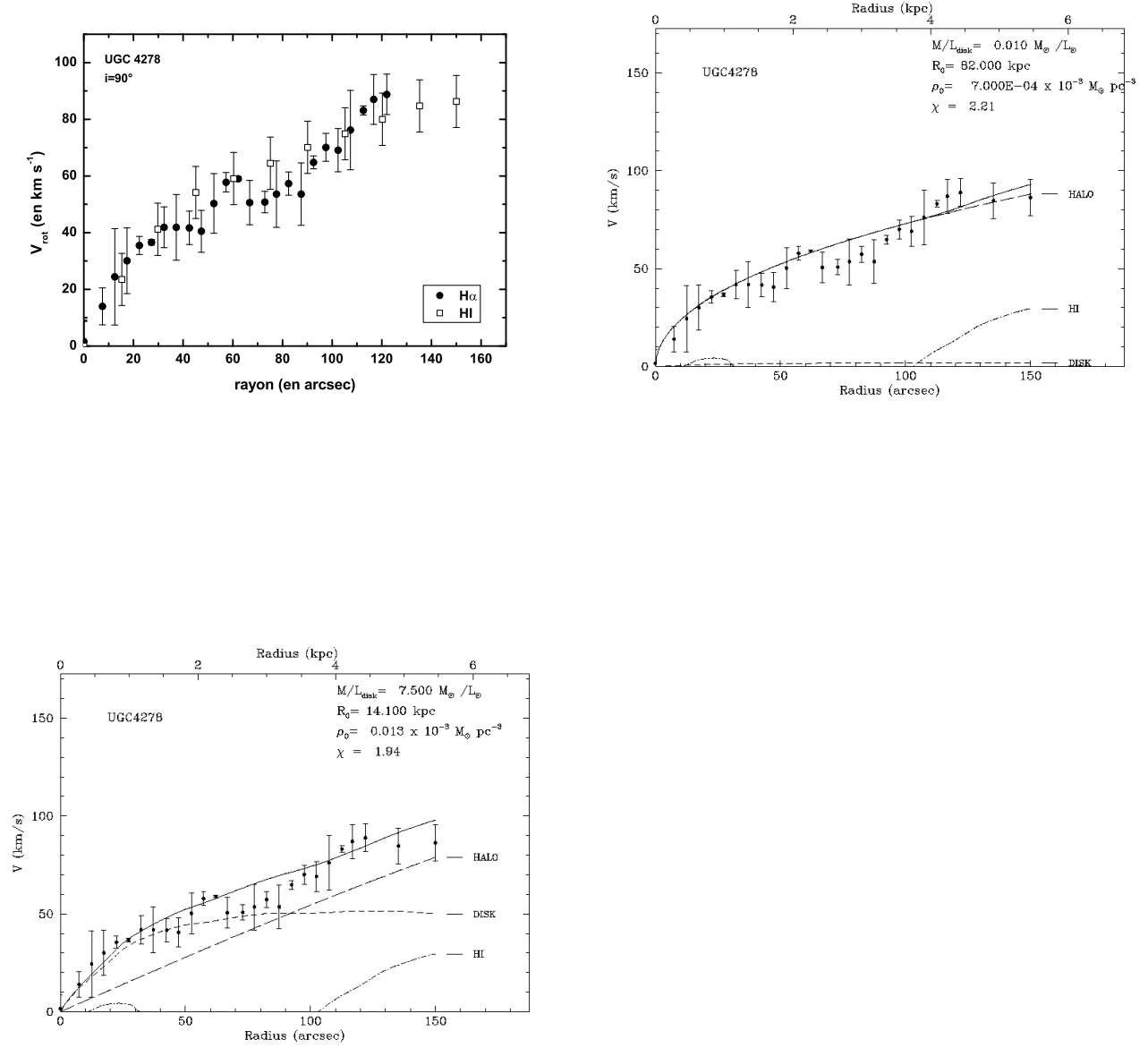


FIG. 5.6 – **UGC 4278**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.



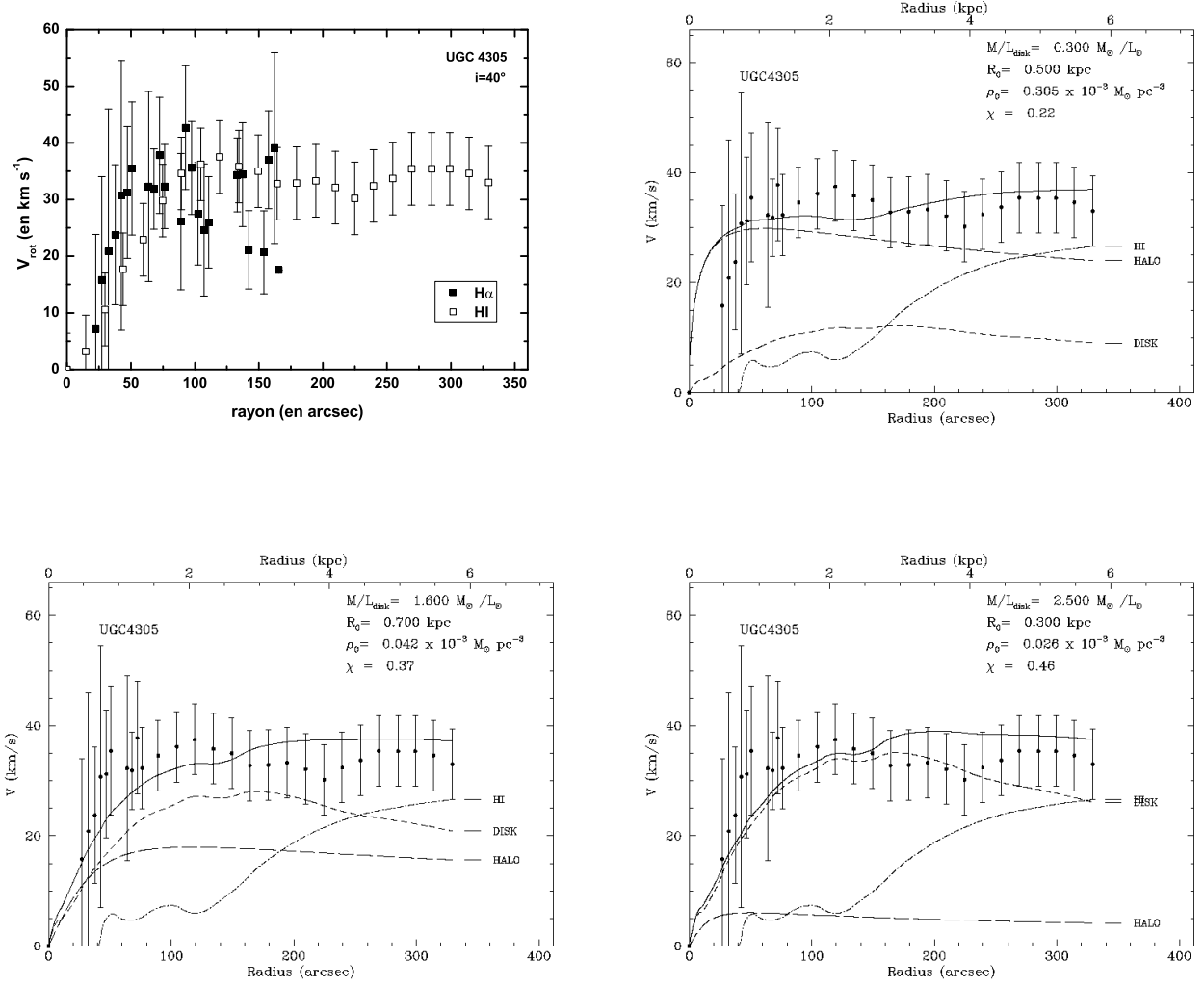


FIG. 5.7 – **UGC 4305**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

excepté entre 65 et 75 arcsec où la H $\alpha$ RC marque un saut (voir commentaires dans le chapitre précédent). La courbe hybride reste quasiment nulle jusqu'à 10 arcsec du fait de la présence au centre d'une région HII ayant un comportement qui ne s'inscrit pas dans le mouvement de rotation d'ensemble du disque. Les BFM pour le profil isotherme et de NFW donnent une domination complète de la composante disque mais l'ajustement est très mauvais dans les parties internes et n'est pas satisfaisant dans les parties externes. Le modèle de masse obtenu par Swaters (1999) pour un MDM avec la sphère isotherme annule carrément la composante du halo pour un rapport  $(M/L)_*$  de 9.1  $(M/L)_\odot$  légèrement inférieur au notre (10  $(M/L)_\odot$ ). de Blok & Bosma (2002) ont étudié la distribution de masse de UGC 4325 mais aucune comparaison n'est possible avec nos résultats car leur courbe de rotation est très différente de la nôtre. En effet, leur courbe de rotation est constituée uniquement de points H $\alpha$ , et croît jusqu'à 140 arcsec vers 125 km s<sup>-1</sup>. Nous ne comprenons pas pourquoi leur H $\alpha$ RC (obtenue à partir d'observations en spectrographe à fente longue) est deux fois plus étendue que la nôtre étant donné que nous n'avons rencontré aucun problème particulier durant les observations, ni pourquoi leur H $\alpha$ RC est supérieure de 35 km s<sup>-1</sup> à la HIRC (Swaters, 1999) car aucun gauchissement du disque galactique n'est perceptible sur les champs de vitesses optique et radio. Le MDM de Swaters (1999) à partir du profil isotherme annule complètement la composante sombre, et reproduit mal les parties internes de la HIRC.

### UGC 4499

Pour la partie croissante de la courbe de rotation de cette galaxie magellanique, les points H $\alpha$  sont supérieurs d'une dizaine de km s<sup>-1</sup> aux points HI. L'ajustement est très satisfaisant pour les trois modèles et c'est la composante sombre qui domine le potentiel à tout rayon (sauf pour la sphère isotherme où la composante lumineuse domine les 10 premiers arcsec). Le MDM (avec un profil de sphère isotherme) obtenu par Swaters (1999) a produit un halo plus dilué que le nôtre.

### UGC 5272

UGC 5272 est une galaxie magellanique présentant une courbe de rotation en corps solide qui reste identique en optique et en radio. On a donc travaillé uniquement avec la H $\alpha$ RC. Le profil de NFW n'est pas apte à représenter la courbe de rotation. L'ajustement est tout à fait satisfaisant avec le profil de la sphère isotherme qui montre une domination du halo à partir de 30 arcsec (avec le BFM et le MDM), halo très dilué puisque  $r_o$  tend vers l'infini. Le MDM de Swaters, à partir de données HI, donne un rapport  $(M/L)_D$  plus grand que le nôtre (4.2  $(M/L)_\odot$  au lieu de 2.4  $(M/L)_\odot$ ) et une

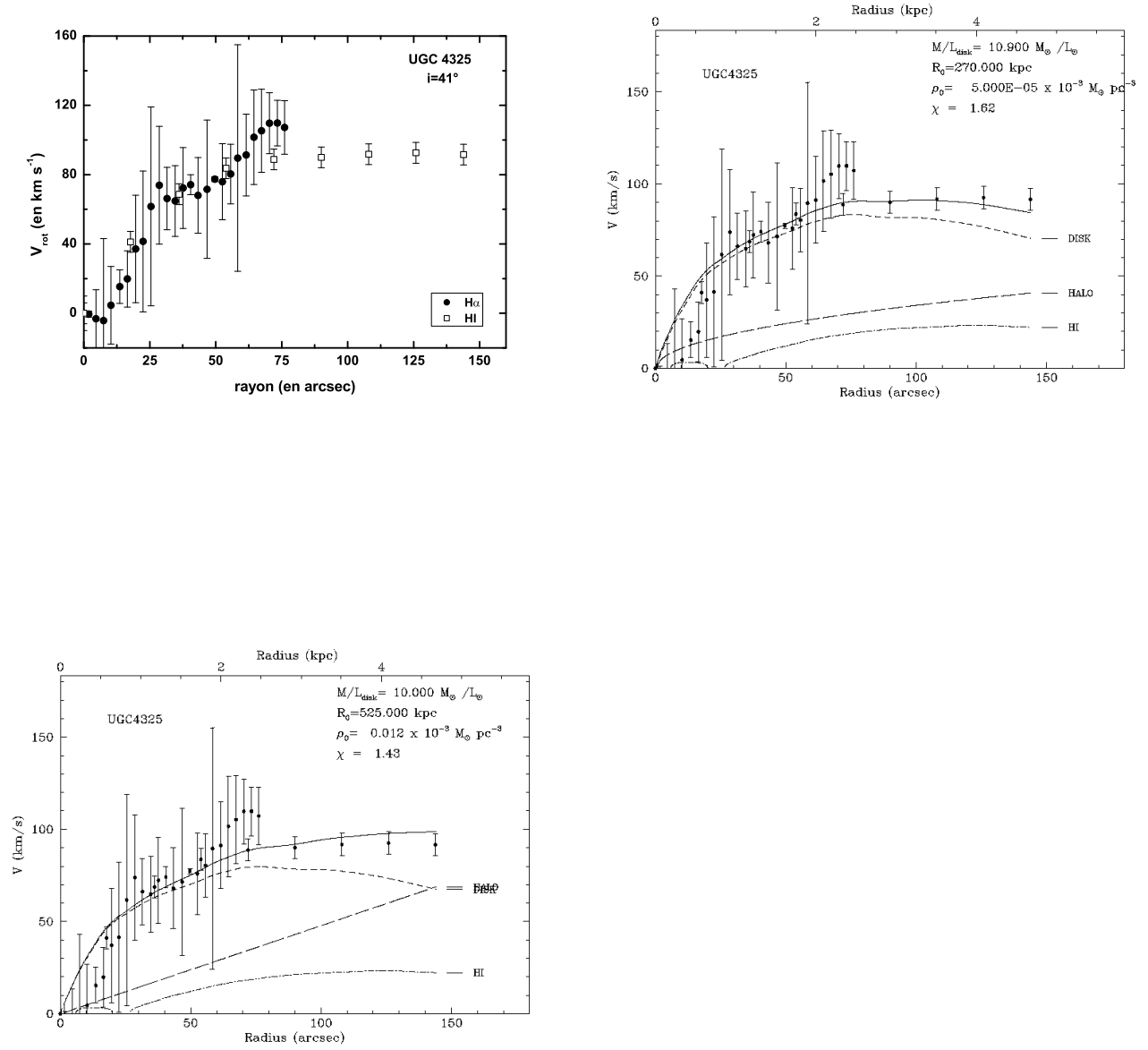


FIG. 5.8 – **UGC 4325**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

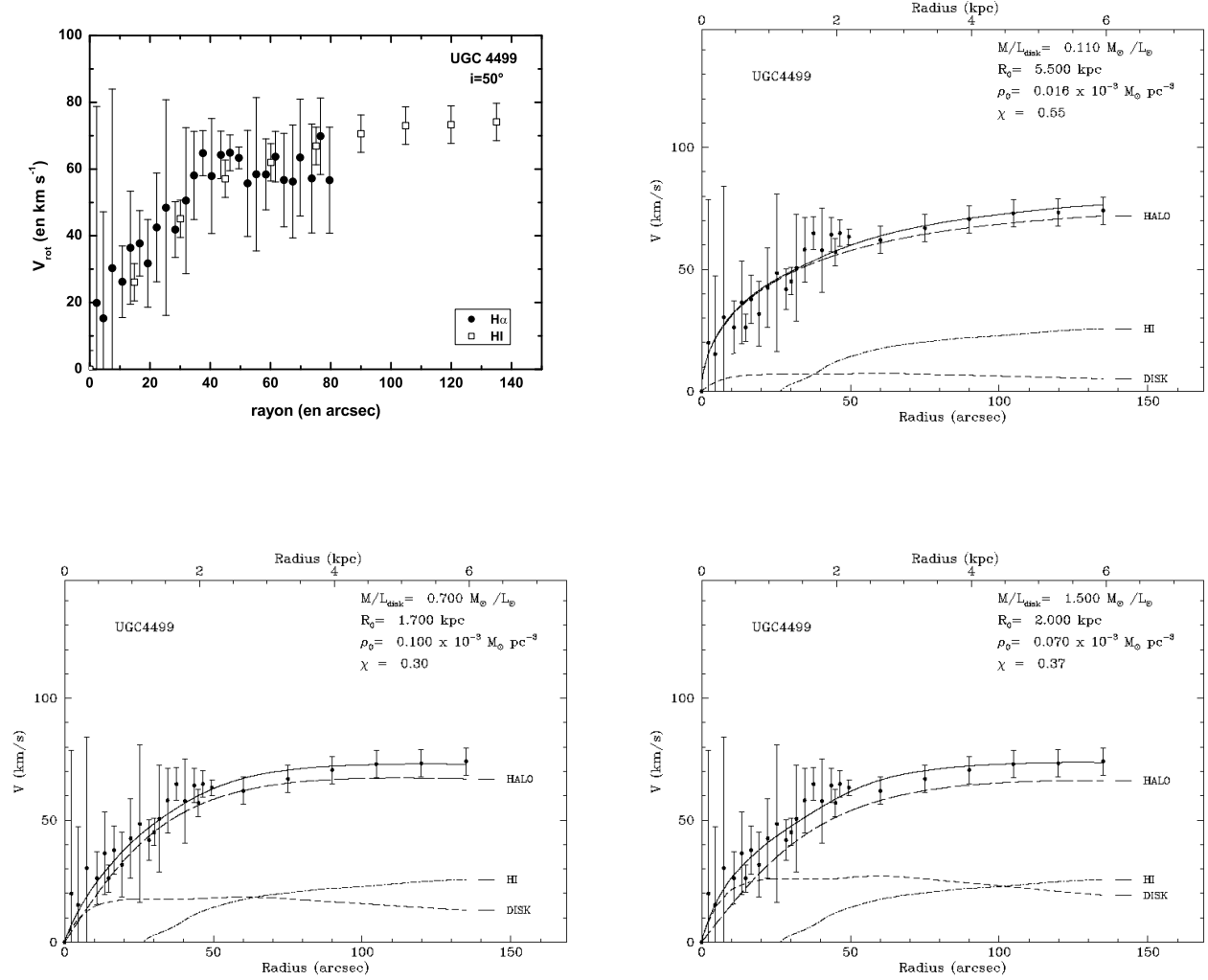


FIG. 5.9 – **UGC 4499**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

domination exclusive du disque à tous les rayons, pour la même courbe et le même profil, mais son ajustement n'est pas très satisfaisant dans les parties externes. de Blok & Bosma (2002) ont également étudié la distribution de matière de cette galaxie à partir d'une H $\alpha$ RC (obtenue à partir d'observations en spectrographe à fente longue). Leur H $\alpha$ RC a une allure identique à la nôtre et est supérieure de 5 km s<sup>-1</sup> environ. Avec le profil de NFW, ils ont obtenu un meilleur ajustement de leur courbe de rotation que nous et c'est d'ailleurs la composante sombre qui domine à tous les rayons (contrairement à notre modèle où c'est le disque). Ils ont travaillé avec le profil de la sphère pseudo-isotherme légèrement différent du profil isotherme : pour le BFM, le halo sombre domine quel que soit le rayon (dans les parties centrales, nous avons une contribution équivalente du halo et du disque pour notre BFM) ; pour le MDM, le disque domine jusque vers 50 arcsec (contre 30 arcsec pour notre MDM). Leurs modèles de masse à partir du profil pseudo-isotherme, sont moins bon que ceux que nous présentons pour le profil isotherme.

### UGC 5414

Cette galaxie magellanique présente une H $\alpha$ RC aussi étendue que la HIRC mais avec une croissance légèrement moins forte. Sur l'ensemble de la courbe, les barres d'erreur de la H $\alpha$ RC recoupent celles de la HIRC ; la différence majeure entre les deux courbes a lieu entre 40 et 70 arcsec où la H $\alpha$ RC marque un minimum (c'est en fait le côté des hautes vitesses qui marque un minimum vers 45 arcsec, le côté des vitesses basses est en accord avec la HIRC) lié à des mouvements particuliers qui n'apparaissent pas sur le champ de vitesses du gaz neutre probablement à cause de la résolution spatiale des données radio qui est de 15 arcsec. On a donc travaillé avec la H $\alpha$ RC. Le modèle obtenu avec le profil isotherme est un MDM. Il est difficile de conclure sur la forme du halo car l'ajustement à partir de la sphère isotherme est juste légèrement meilleur que celui avec le profil de NFW. Le MDM de Swaters (1999) pour le profil isotherme ajuste mal les parties centrales de sa HIRC à cause sans doute d'un  $(M/L)_D$  trop fort.

### UGC 5721

La H $\alpha$ RC et la HIRC de cette Sd galaxie sont en excellent accord excepté pour l'ultime point de la H $\alpha$ RC qui correspond à un début de gauchissement du disque. Pour les trois modèles présentés ici c'est la composante du halo qui reproduit l'ensemble de la courbe de rotation mais, néanmoins, c'est le profil de la sphère isotherme qui donne l'ajustement le plus juste, notamment au niveau du changement de pente. Le MDM (pour la sphère isotherme) de Swaters (1999) met en évidence la prédominance de la matière sombre et est en accord avec le nôtre.

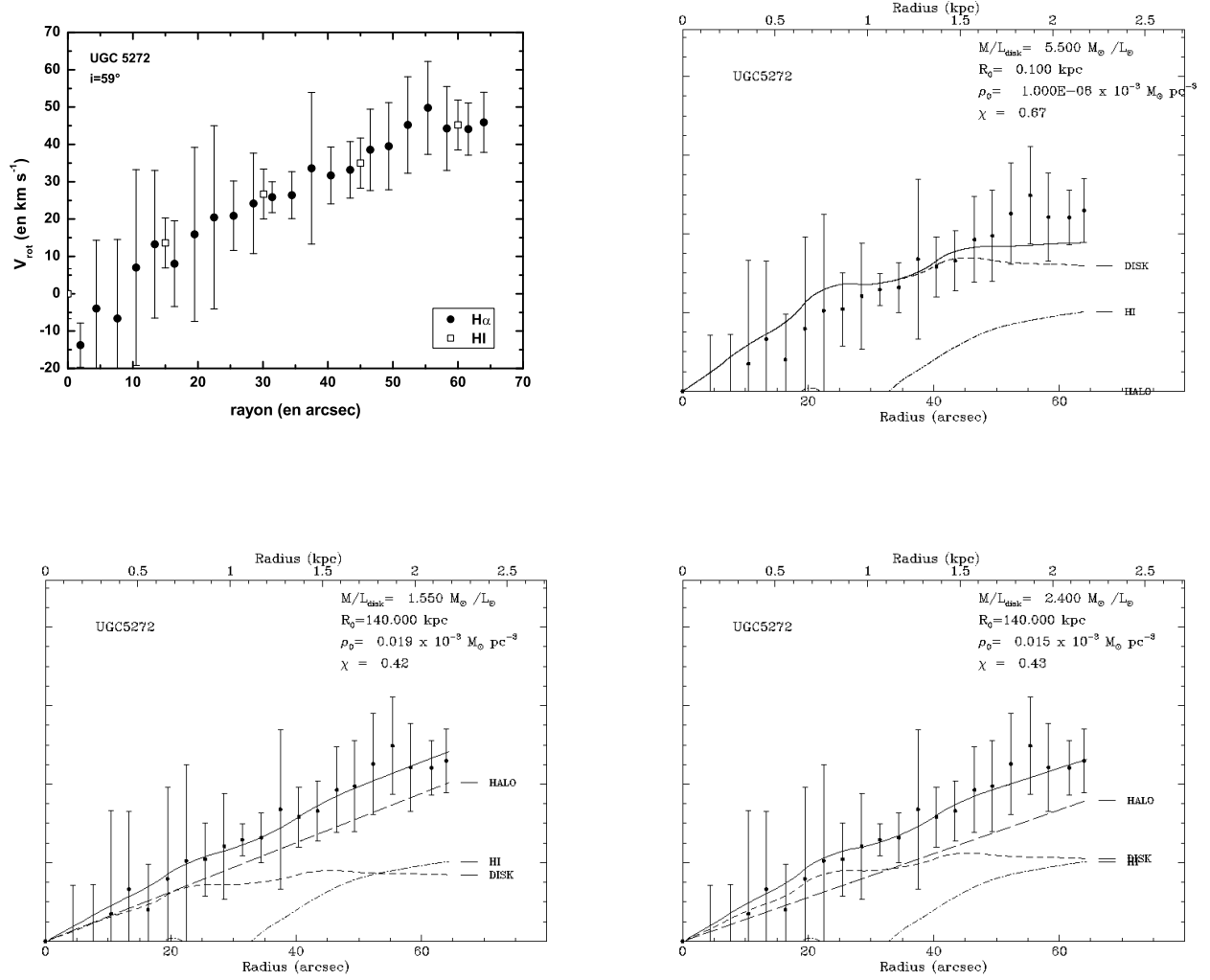


FIG. 5.10 – **UGC 5272**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

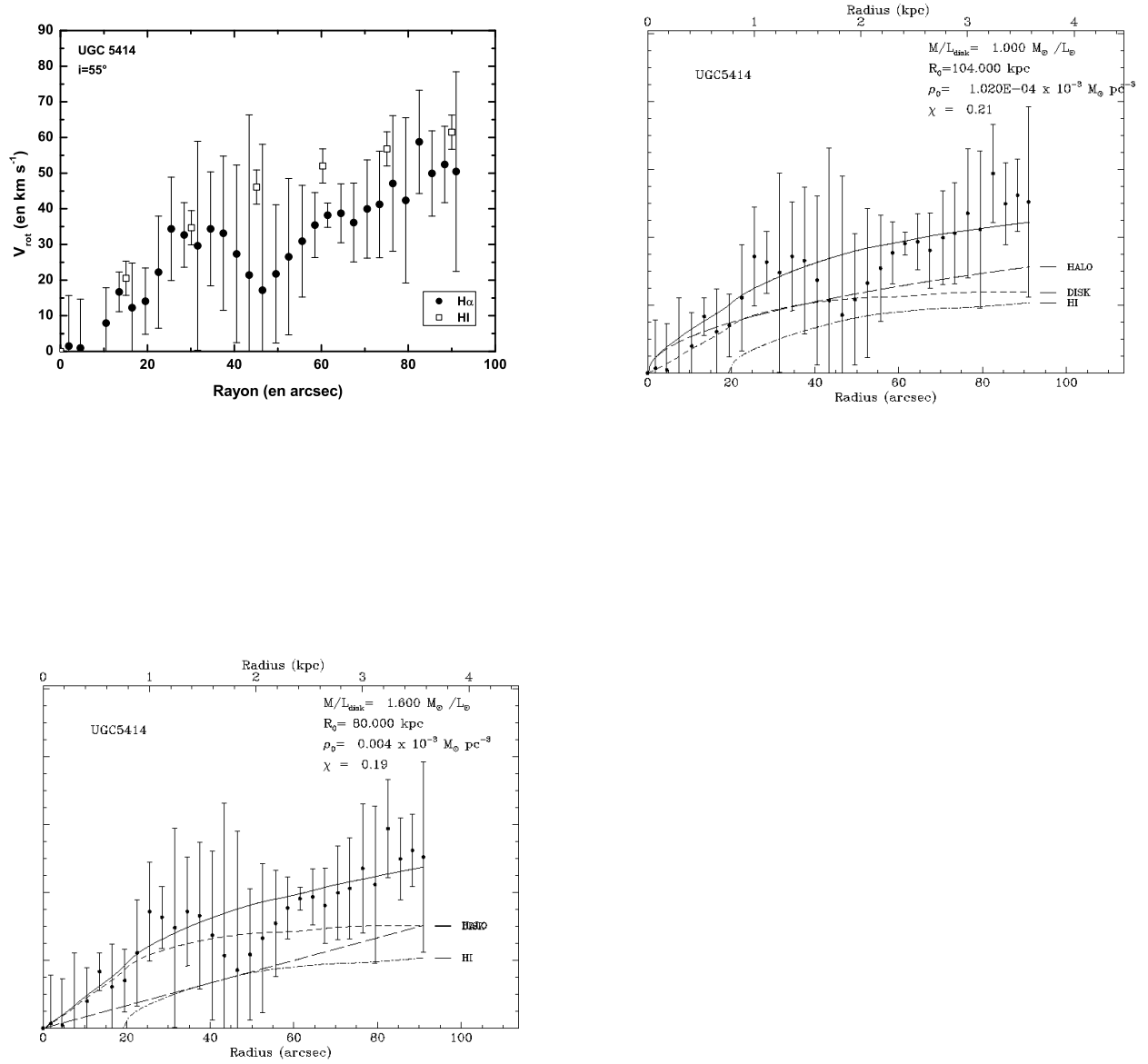


FIG. 5.11 – **UGC 5414**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

**UGC 5789**

La H $\alpha$ RC et la HIRC de cette galaxie Scd sont en bon accord, la courbe de rotation finale prend en compte tous les points des deux courbes. Les deux profils de halo adoptés n'arrivent pas à reproduire la courbe correctement jusqu'à 160 arcsec, néanmoins c'est avec la sphère isotherme que nous avons obtenu le meilleur ajustement.

**UGC 6537**

L'accord est excellent entre la H $\alpha$ RC et la HIRC. Avec le profil de la sphère isotherme, le halo domine à tout rayon. Même avec le MDM, on constate une présence importante de matière sombre dans les parties internes (équivalente à la quantité de matière lumineuse). C'est avec le profil de NFW que la composante lumineuse suit complètement la courbe dans les parties internes, ensuite le halo domine à son tour. Là encore, les deux profils de halos reproduisent correctement la courbe de rotation.

**UGC 6778**

L'accord entre la H $\alpha$ RC et la HIRC de cette galaxie Sc est très bon dans les parties internes. UGC 6778 présente la particularité d'avoir une courbe décroissante. Les trois modèles de masse que nous avons réalisés reproduisent parfaitement la partie interne de la courbe de rotation, mais aucun n'est capable de reproduire correctement la décroissance observée. Le meilleur modèle est celui obtenu à partir de la sphère isotherme qui simule au moins une décroissance faible, mais une décroissance tout de même.

**UGC 7323**

Notre courbe de rotation H $\alpha$  a la même extension que la courbe HI et leurs allures sont similaires. Avec le profil de NFW, la composante lumineuse (bulbe et disque) est complètement annulée alors qu'avec la sphère isotherme, elle domine le potentiel jusqu'à 40 arcsec. Les paramètres obtenus montrent que le halo est beaucoup plus dilué avec le profil de NFW. Nous ne retrouvons pas les ondulations de la H $\alpha$ RC au niveau du profil de lumière. Le MDM de Swaters (1999) (pour le profil isotherme) est obtenu avec un plus grand  $(M/L)_D$  que le nôtre (mais le profil de lumière n'a pas été décomposé en bulbe+disque, ce qui rend toute comparaison difficile) et la composante sombre est moins importante que pour notre MDM.

**UGC 7524**

L'accord entre la H $\alpha$ RC et la HIRC est excellent. Les trois modèles de masse réalisés



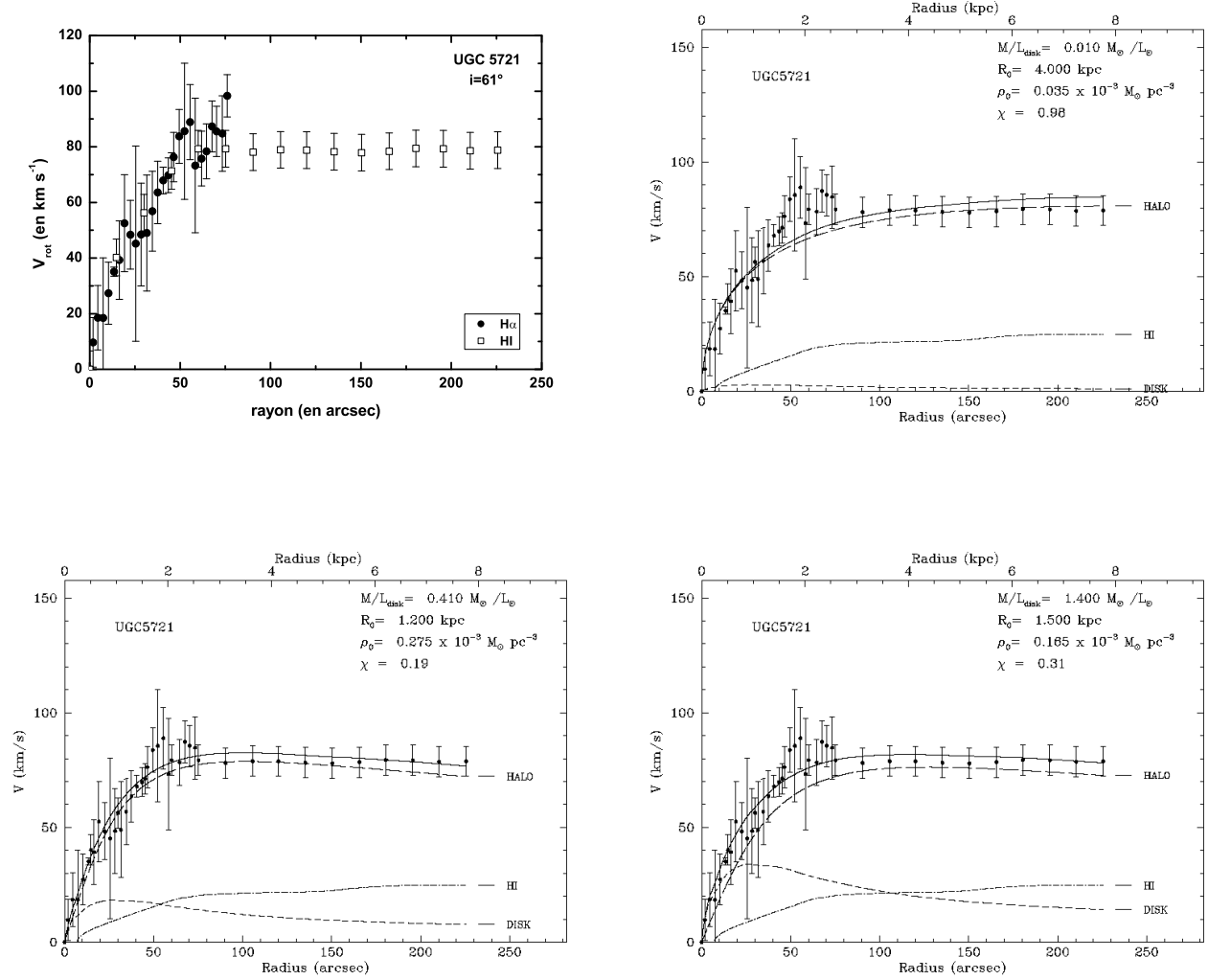


FIG. 5.12 – **UGC 5721**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

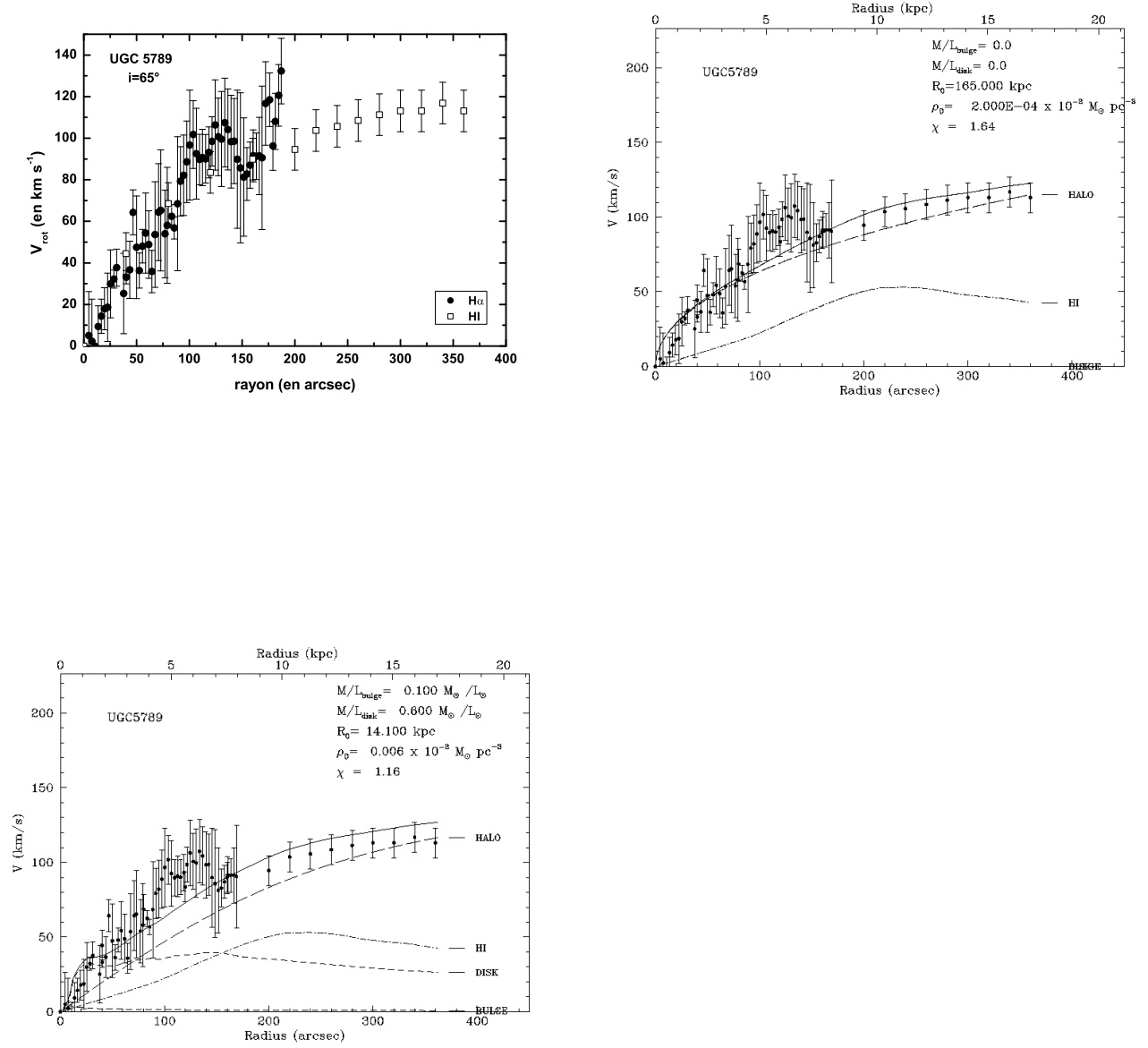


FIG. 5.13 – **UGC 5789**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et  $\text{HI}$ . En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

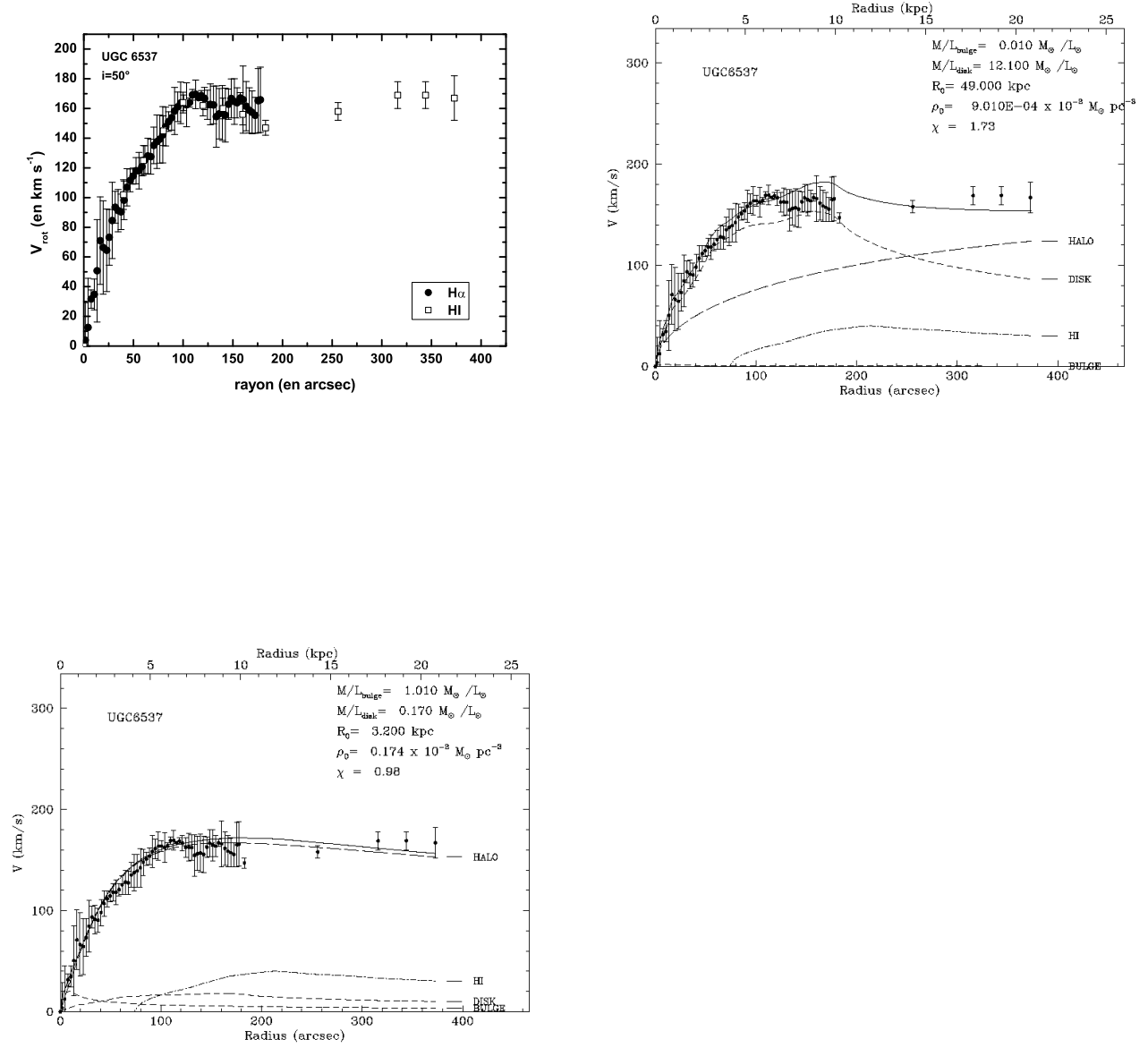


FIG. 5.14 – **UGC 6537**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme.

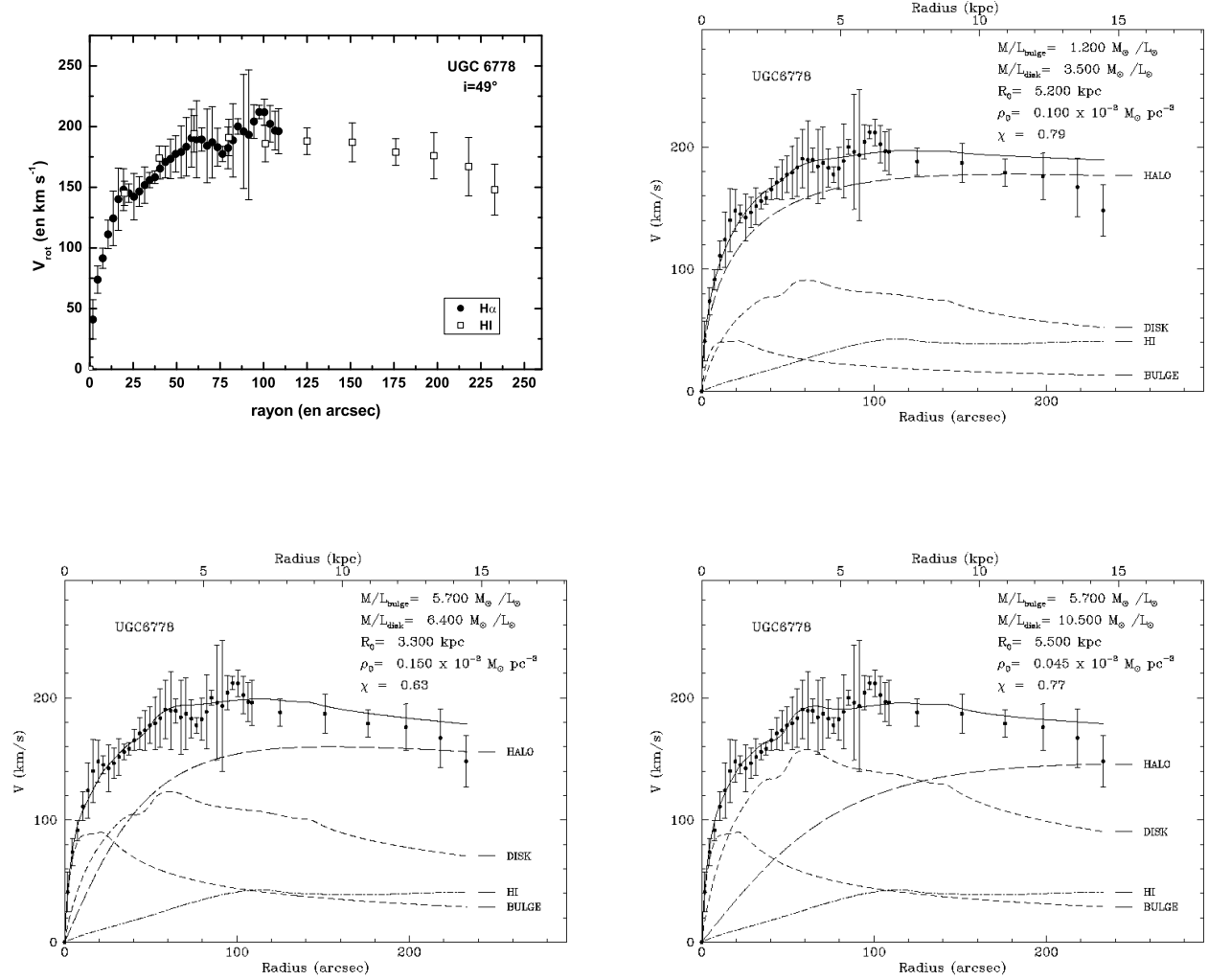


FIG. 5.15 – **UGC 6778**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

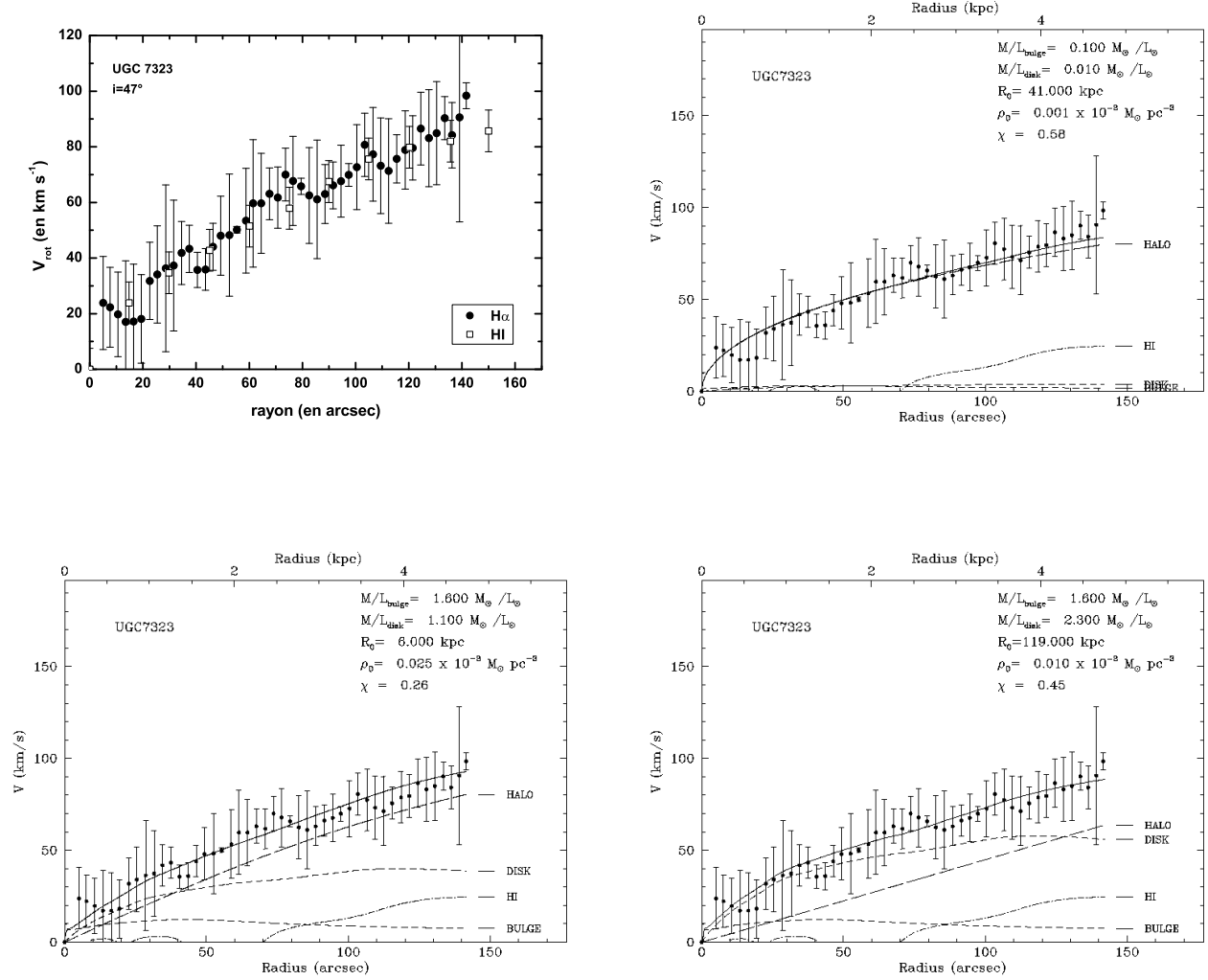


FIG. 5.16 – **UGC 7323**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $H\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

donnent des résultats différents avec un ajustement satisfaisant pour les trois :

- avec le profil de NFW, la composante lumineuse et sombre contribuent de manière équivalente au potentiel.

- avec le profil de la sphère isotherme, le halo sombre domine à partir de 50 arcsec.

- avec le MDM, on observe une domination du potentiel à tout rayon par la composante lumineuse. de Blok & Bosma (2002) ont dérivé des modèles de masse à partir d'une courbe hybride pour le profil de NFW et pseudo-isotherme : avec le profil de NFW, la composante sombre domine dès 20 arcsec (alors que pour notre modèle, les composantes sombre et lumineuse contribuent équitablement au potentiel) ; avec le profil pseudo-isotherme, le BFM fournit un modèle similaire au nôtre en terme de contribution des différents composantes ; avec le profil pseudo-isotherme, le MDM reste quand même dominé par la composante sombre dès 20 arcsec, alors que notre MDM est dominé par le disque. Le MDM fournit par Swaters (1999) pour le profil isotherme est proche du nôtre en terme de proportion des diverses composantes (son  $(M/L)_D$  est plus fort que le nôtre mais comme il n'a pas décomposé son profil en composante disque et bulbe, on ne peut comparer en toute rigueur les rapports).

### UGC 7971

La  $H\alpha$ RC de cette galaxie naine est dispersée et marque un plateau après 30 arcsec tandis que la HIRC croît. Le potentiel de cette galaxie est essentiellement dominé par la composante sombre (exceptés les dix premiers arcsec avec le profil de la sphère isotherme) mais il n'y a pas de contraintes dans les régions centrales qui nous permettent d'affirmer avec force que le profil isotherme est le plus adapté (bien qu'il donne un ajustement légèrement meilleur entre 10 et 30 arcsec).

### UGC 8490

La pente interne de la  $H\alpha$ RC de cette galaxie magellanique est moins forte que celle de la HIRC. Le modèle obtenu à partir du profil de NFW n'arrive pas à reproduire la partie interne de la courbe de rotation, tandis que le profil de la sphère isotherme semble tout à fait adéquat. Le modèle MDM (pour la sphère isotherme) fourni par Swaters (1999) à partir des données HI seulement, favorise un disque plus important ( $(M/L)_D$  de 4.4  $(M/L)_\odot$  contre 2.5  $(M/L)_\odot$  pour nous) et un halo plus dilué du fait de la montée trop brutale de la HIRC, due à une correction du beam-smearing trop forte.

### UGC 10310

La  $H\alpha$ RC de cette galaxie naine est très chaotique avec deux points à -10 et -60 km s<sup>-1</sup> dus à la présence d'une zone en contre-rotation (Garrido et al., 2002). La courbe

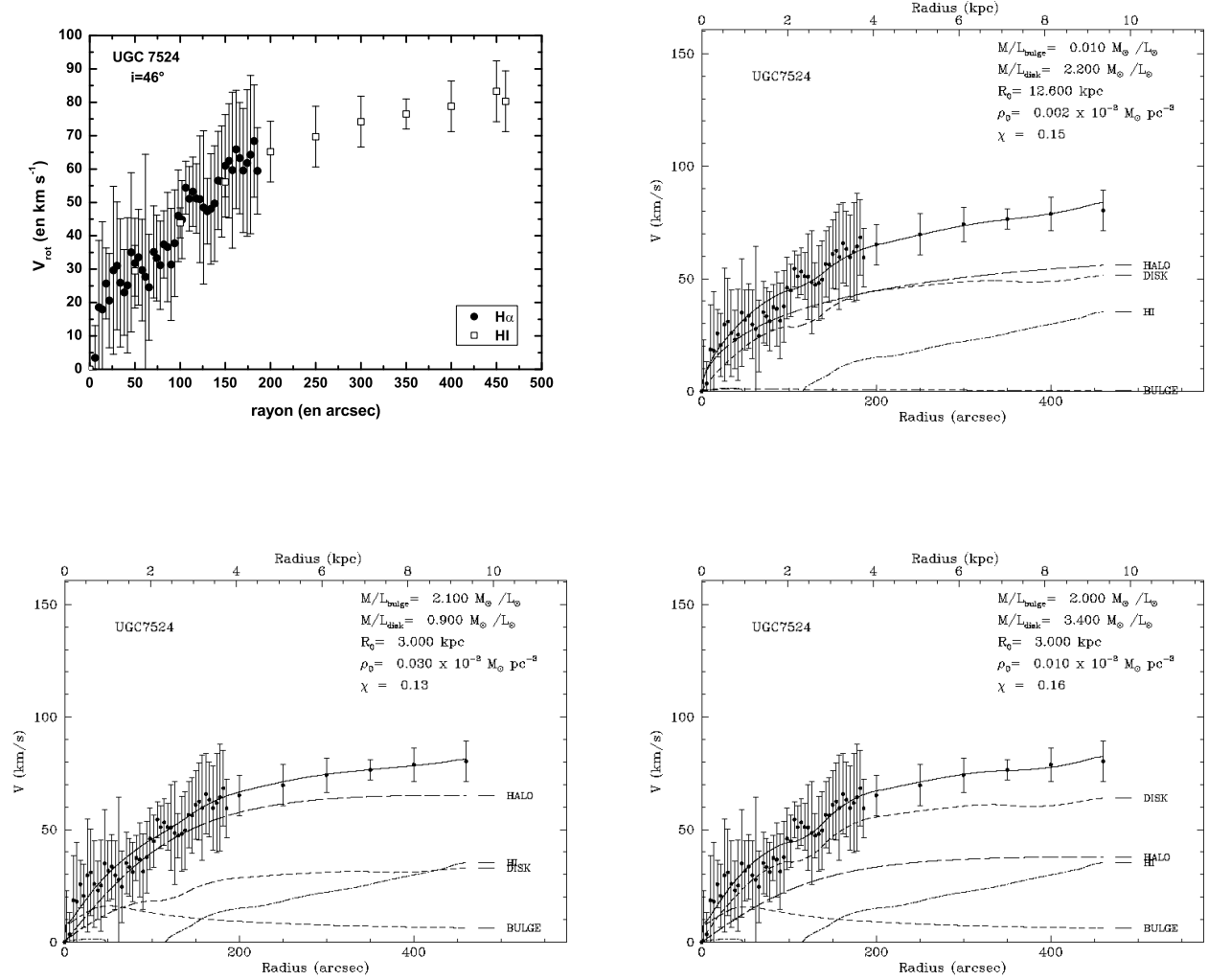


FIG. 5.17 – **UGC 7524**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

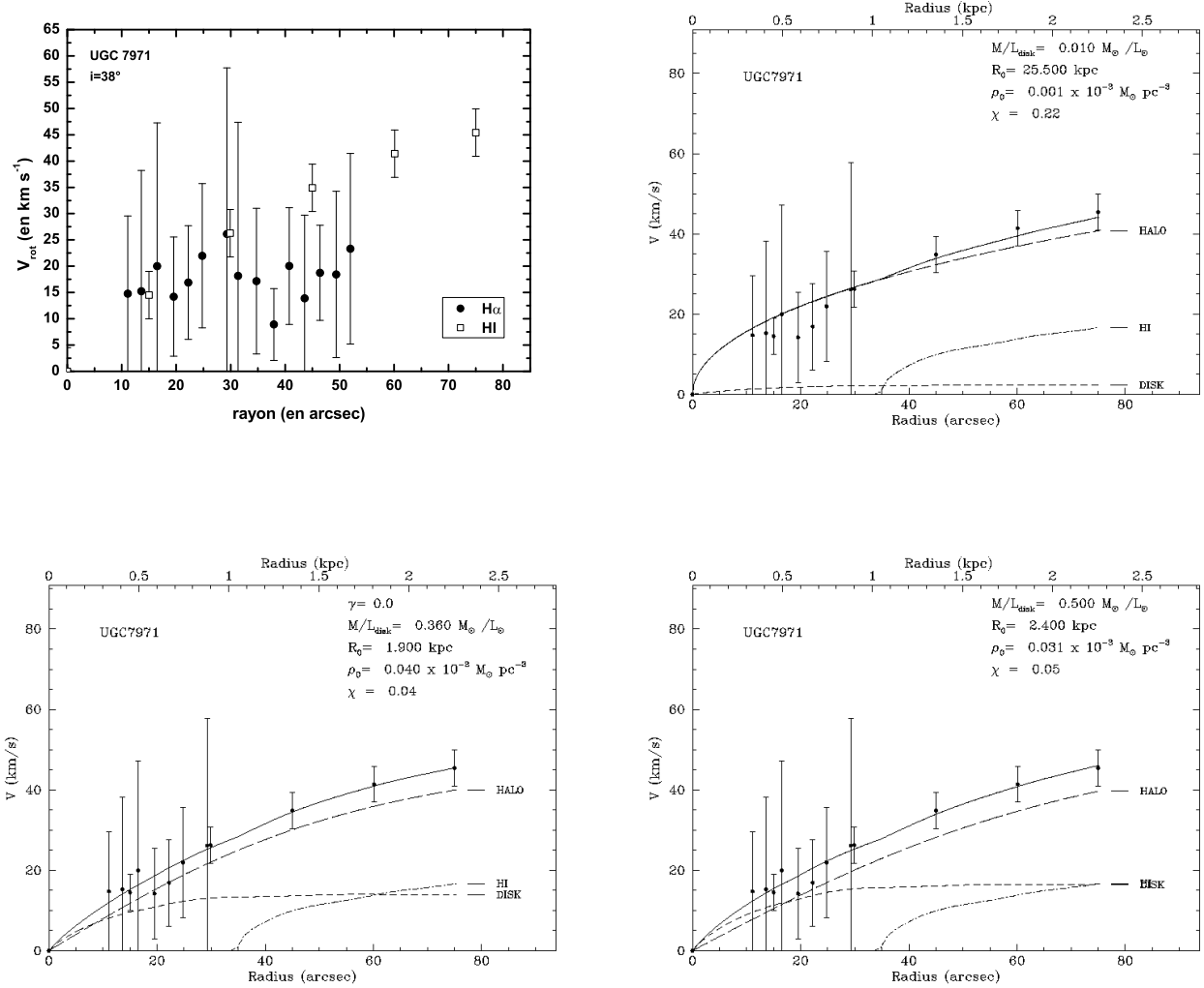


FIG. 5.18 – **UGC 7971**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.



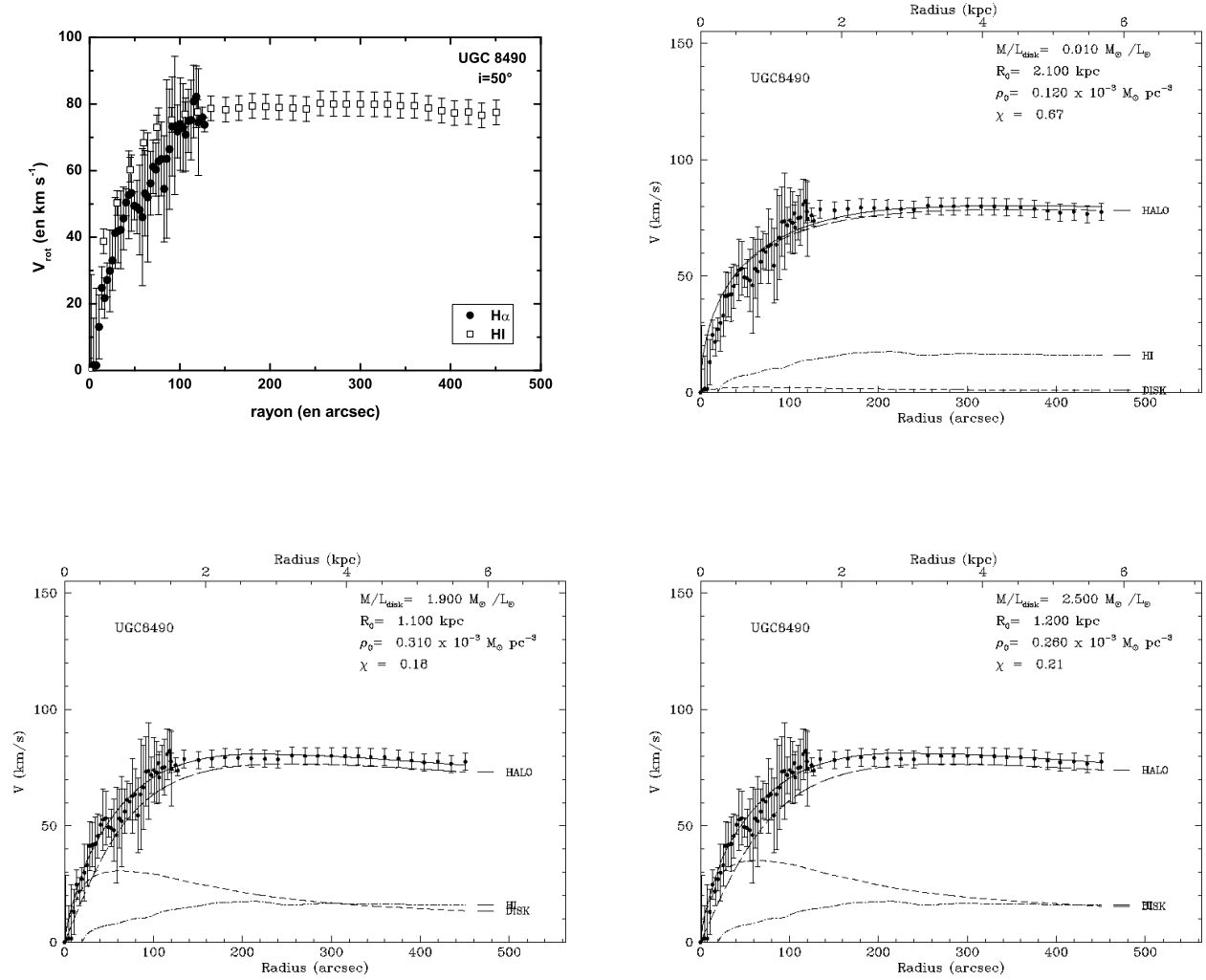


FIG. 5.19 – **UGC 8490**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

hybride contient tous les points de la H $\alpha$ RC et HI sauf les deux points extrêmes cités précédemment. Quel que soit le modèle de masse adopté, la contribution du disque n'est pas négligeable et ce à tout rayon, bien que le halo soit la composante dominante dès 30 arcsec (sauf pour le MDM). Etant donné la qualité de la courbe de rotation plus le fait que nous n'ayons pas de contrainte pour les 15 premiers arcsec, il est impossible de trancher entre halo piqué ou plat.

### UGC 11557

La H $\alpha$ RC et la HIRC ont la même allure au-delà de 45 arcsec, car avant, la H $\alpha$ RC est au-dessous de la HIRC d'une dizaine de  $\text{km s}^{-1}$ . Le halo sombre domine le potentiel à tous les rayons avec les deux profils de densité. Même avec un MDM, le disque ne domine plus au-delà de 0.5 kpc. Par contre, l'ajustement dans les parties centrales est très mauvais avec le profil de NFW montrant ainsi son incapacité à reproduire cette courbe de rotation.

### UGC 11707

La pente interne de la H $\alpha$ RC est très différente de la HIRC. Avec les deux BFM, la composante sombre domine l'ensemble de la courbe de rotation, mais, avec le profil de NFW la composante disque est importante tandis qu'avec le profil isotherme, la composante disque est nulle (elle reste nulle même si on annule la composante du bulbe et qu'on remplace la composante du disque par le profil de lumière total). Pour le MDM, le disque domine dans les régions internes et le halo dans les régions externes mais l'ajustement n'est pas très satisfaisant. Le MDM de Swaters (1999) pour le profil isotherme donne des résultats très différents de notre MDM : en effet, la composante disque domine à tous les rayons mais l'ajustement des parties centrales de la HIRC n'est pas correct.

### UGC 11914

L'accord entre la H $\alpha$ RC et la HIRC est excellent. On constate d'après les trois modèles, que la composante bulbe domine la partie interne de la courbe de rotation (jusqu'à 20 arcsec), la composante disque domine la partie intermédiaire (entre 20 et 60 à 130 arcsec selon le modèle) et la composante sombre domine seulement les parties les plus extrêmes. UGC 11914 est une galaxie très massive puisque sa vitesse de rotation avoisine les  $300 \text{ km s}^{-1}$  et pour laquelle on constate que les parties internes sont dominées par les composantes lumineuses. Dans ce cas-là, on voit bien que les deux profils, isotherme et NFW, reproduisent tout aussi bien la courbe de rotation.

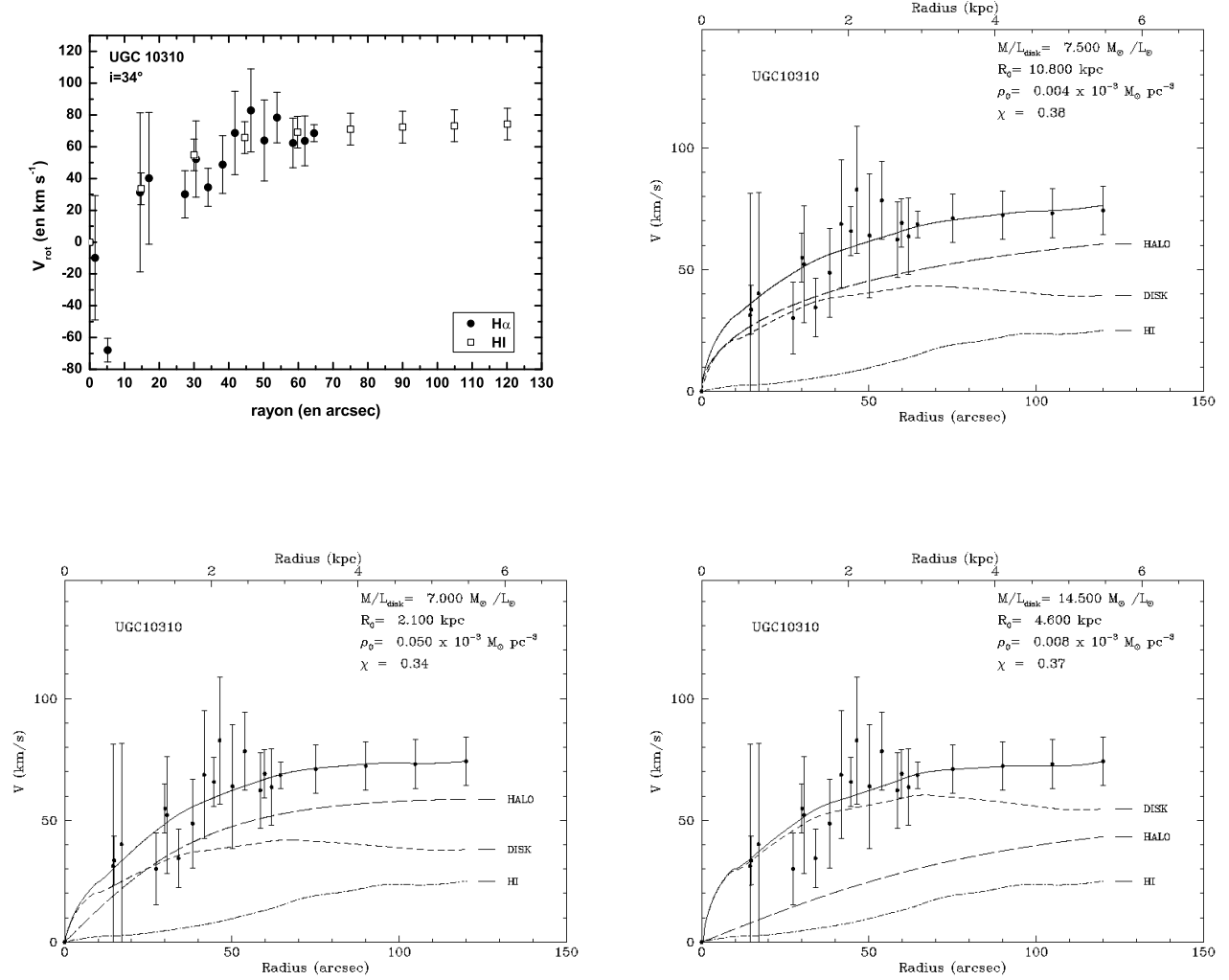


FIG. 5.20 – **UGC 10310**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

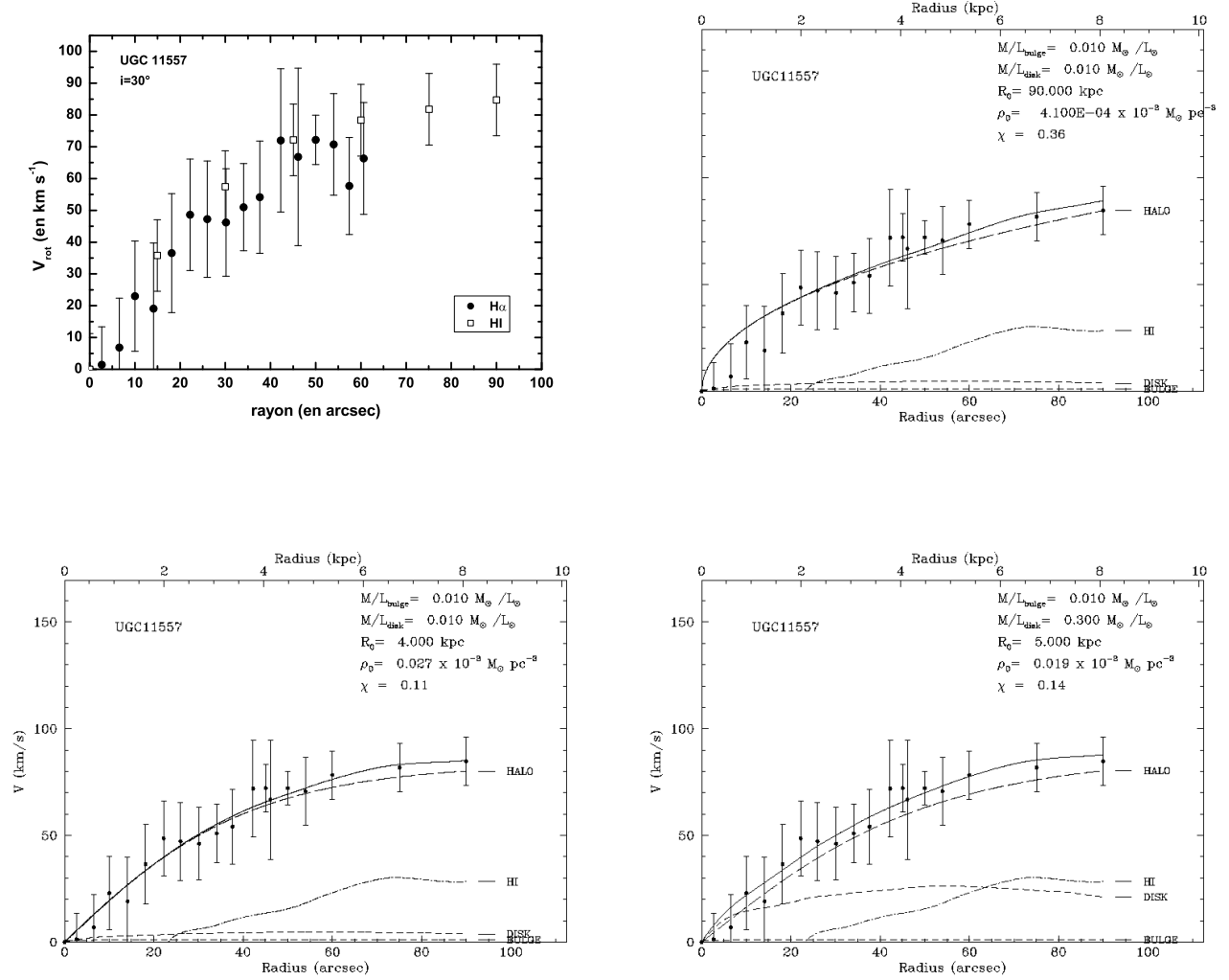


FIG. 5.21 – **UGC 11557**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $\text{H}\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

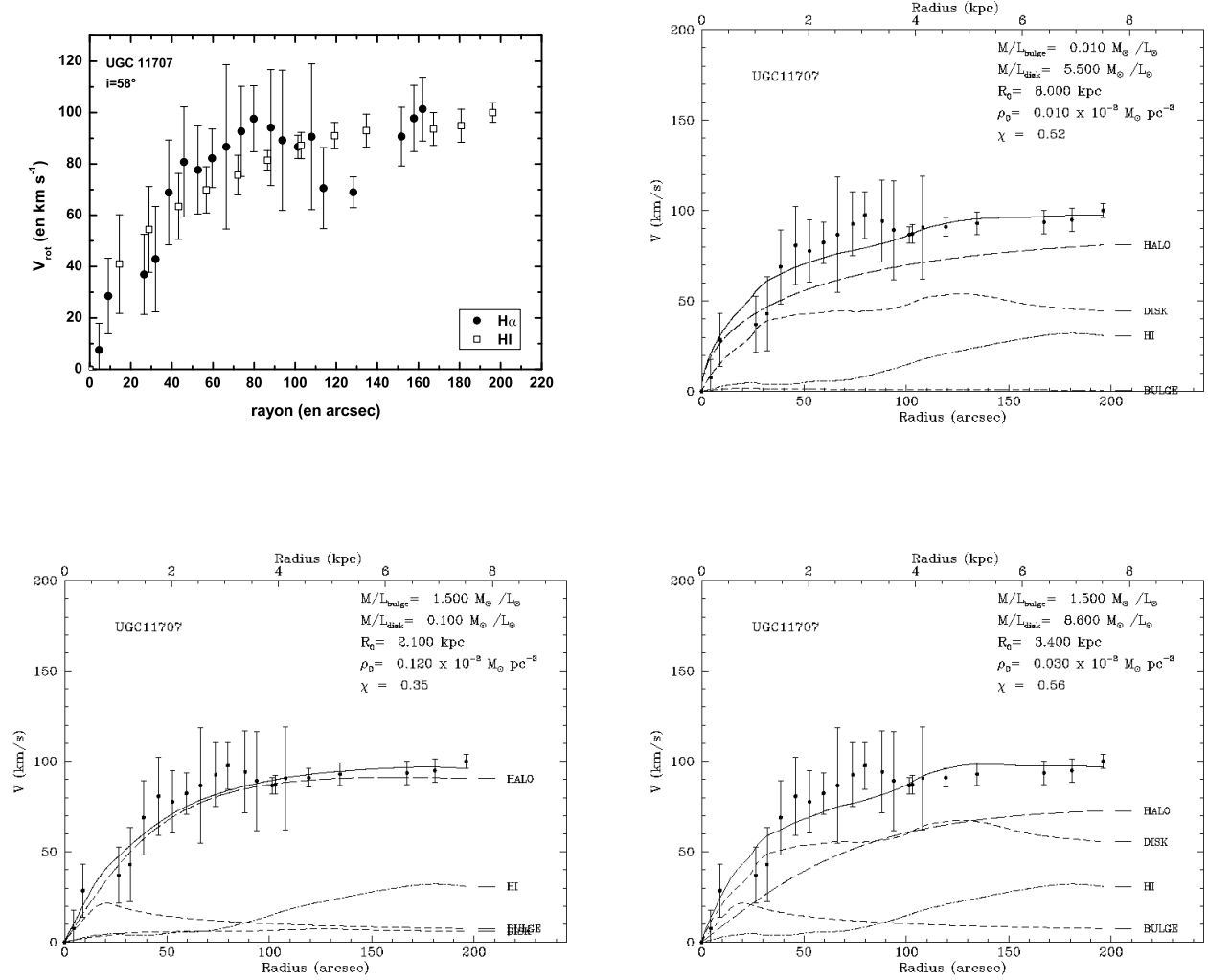


FIG. 5.22 – **UGC 11707**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

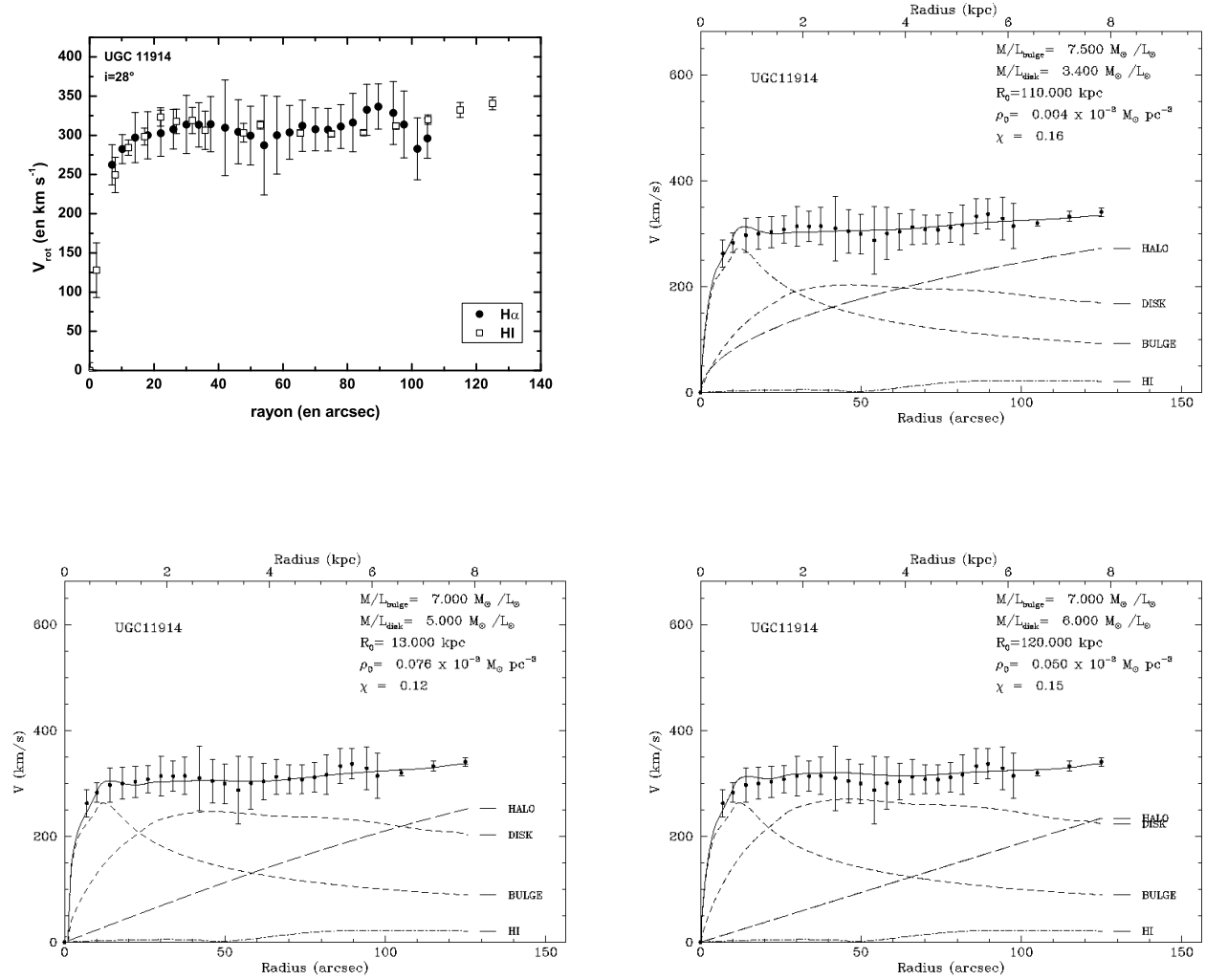


FIG. 5.23 – **UGC 11914**. En haut, à gauche : superposition de la courbe H $\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.

## UGC 12060

La  $H\alpha$ RC est supérieure de  $30 \text{ km s}^{-1}$  à la HIRC au-delà de  $30 \text{ arcsec}$ , mais elle est affectée par un gauchissement du disque qui entraîne une croissance fictive de la courbe de rotation. Par conséquent, nous avons créé une courbe hybride en prenant tous les points HI, et les points  $H\alpha$  seulement jusqu'à  $70 \text{ arcsec}$ . Les deux BFM fournissent un modèle où la composante disque est carrément annulée. Avec un MDM, la composante lumineuse domine jusqu'à  $50 \text{ arcsec}$ . Le MDM de Swaters (1999) donne une composante lumineuse plus forte que notre modèle ( $(M/L)_D$  de  $8.3 (M/L)_\odot$  contre  $6.3 (M/L)_\odot$  pour nous) et qui domine l'ensemble de la courbe de rotation.

## 5.4 Analyse

### 5.4.1 Etude du lien entre $\rho_o$ et $R_o$

Nous avons tracé sur la figure 5.25 le logarithme de la densité centrale,  $\rho_o$ , en fonction du logarithme du rayon de coeur,  $R_o$ , pour chacun des trois types de modèles et pour l'ensemble des 23 galaxies étudiées dans le paragraphe précédent. Dans le calcul,  $\rho_o$  et  $R_o$  sont considérés comme deux quantités indépendantes, pourtant, on constate qu'ils sont liés par une loi de type linéaire :

$$\log(\rho_{o/NFW}) = -1.44\log(R_{o/NFW}) - 0.67$$

$$\log(\rho_{o/ISO}) = -0.81\log(R_{o/ISO}) - 0.91$$

$$\log(\rho_{o/MDM}) = -0.68\log(R_{o/MDM}) - 1.19$$

Pour obtenir l'équation ci-dessus dans le cas de NFW, nous n'avons pas tenu compte du modèle de masse obtenu à partir du profil de NFW pour UGC 5272 qui est incapable de reproduire la courbe de rotation. On remarque que la relation est plus dispersée pour le profil isotherme (BFM & MDM) que pour le profil de NFW. Sur le graphe de droite (en haut), un point ne s'inscrit pas dans la tendance : il correspond à UGC 7971 dont le modèle de masse est peu contraint dans les parties internes (idem pour le point le plus à gauche sur le graphe du bas qui correspond à UGC 4305).

Blais-Ouellette (1999a) a également trouvé une corrélation forte entre  $\rho_o$  et  $R_o$  pour les profils de densité pseudo-isotherme  $(1, \alpha \neq 0, 2, 2)$ , de Burkert  $(1, 2, 3, 1)$ , de KKBP  $(0, 2, 3, 0.2)$  et de NFW. L'équation qu'il a obtenu dans le cas du profil de NFW est

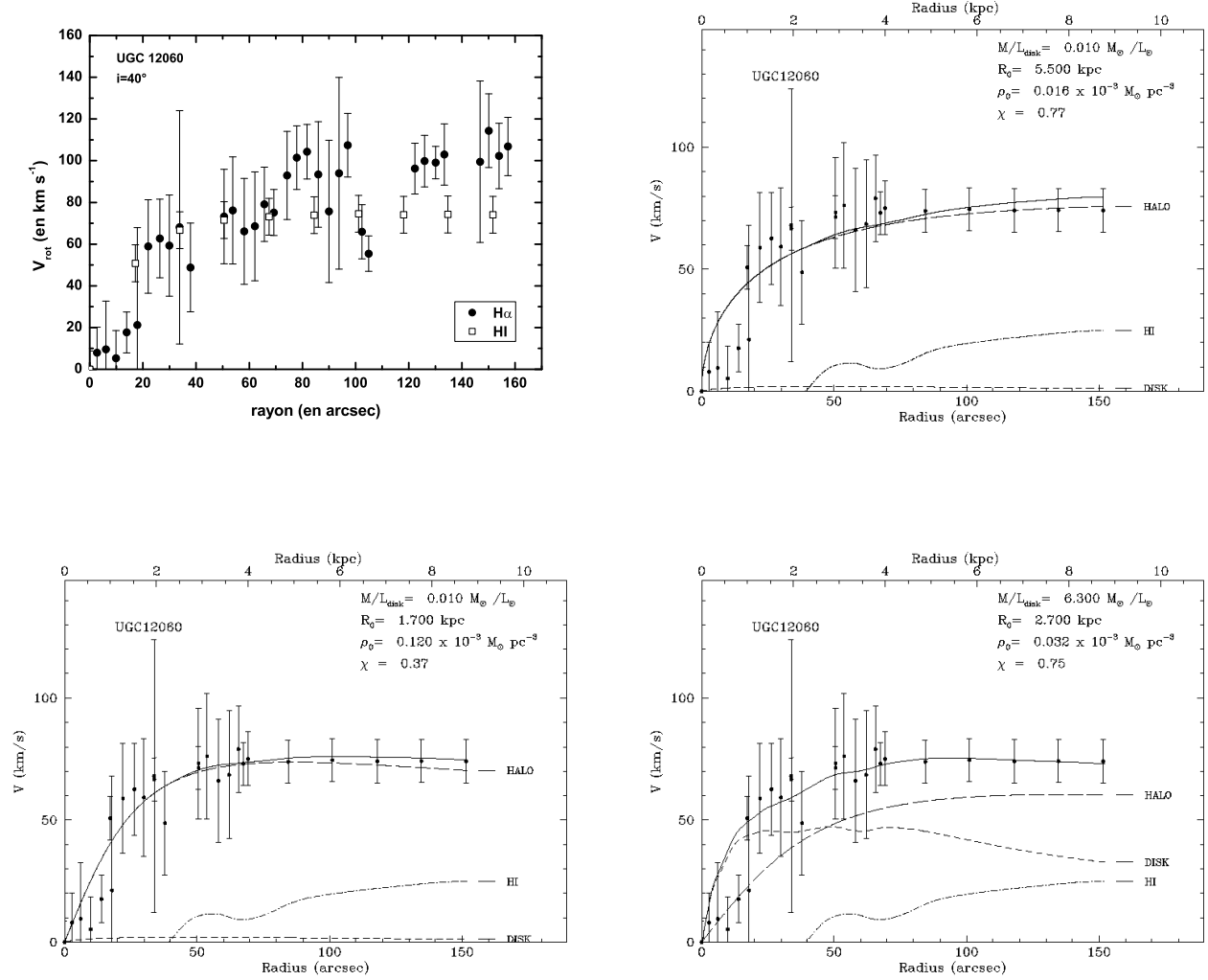


FIG. 5.24 – **UGC 12060**. En haut, à gauche : superposition de la courbe  $H\alpha$  et HI. En haut, à droite : BFM pour le profil de densité NFW. En bas, à gauche : BFM pour le profil de densité de la sphère isotherme. En bas, à droite : profil de densité de la sphère isotherme pour le MDM.



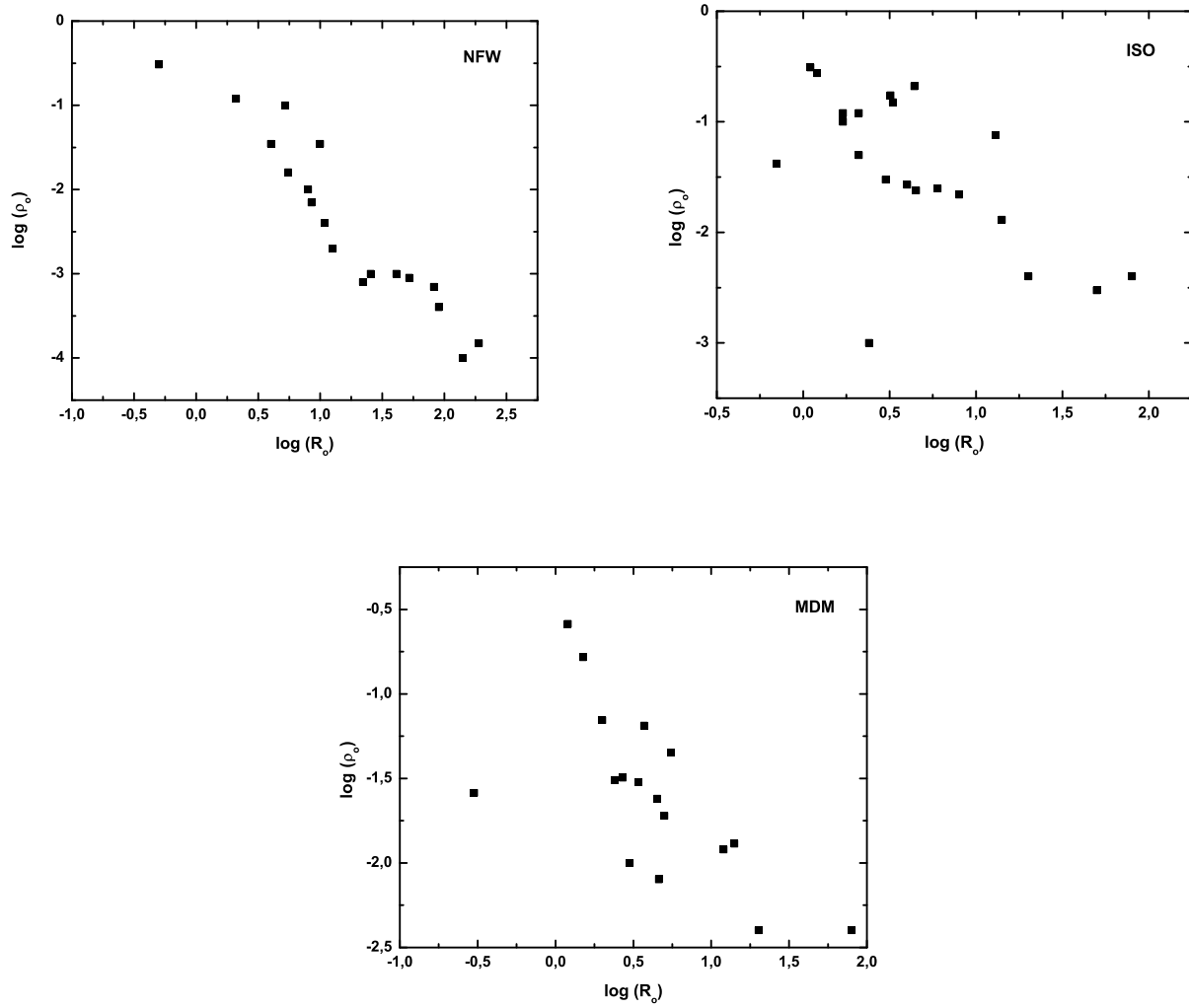


FIG. 5.25 – Variation de  $\rho_o$  (en  $M_\odot \text{ pc}^{-3}$ ) en fonction de  $R_o$  (en kpc) pour les trois types de modèles de masse : NFW, isotherme et MDM.

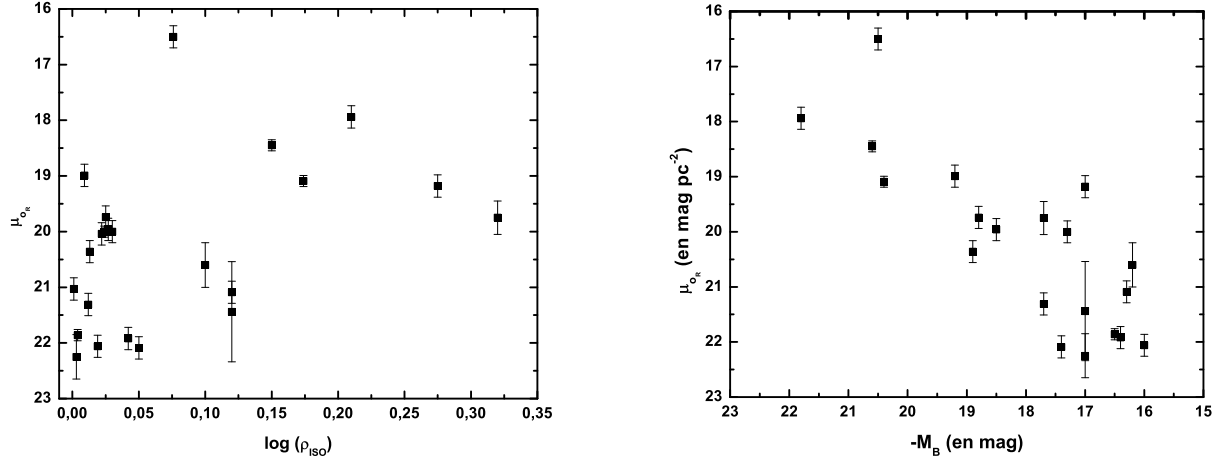


FIG. 5.26 – à gauche : variation de la brillance de surface centrale en bande R ( en  $\text{mag pc}^{-2}$ ) en fonction de la densité centrale de matière sombre (en  $\text{M}_{\odot} \text{pc}^{-3}$ ) obtenue pour le modèle de la sphère isotherme. A droite : variation de la brillance de surface centrale en bande R en fonction de la luminosité (en bande B).

proche de la nôtre :

$$\log(\rho_{o/NFW}) = -1.46 \log(R_{o/NFW}) - 1.57$$

Bien que la majorité des modèles cosmologiques suggèrent que les halos sombres doivent être décrits par deux paramètres, nos résultats sont en accord avec certains travaux (Burket, 1995; Kravtsov et al., 1998) qui prétendent qu'un seul paramètre libre est nécessaire pour décrire la distribution de matière sombre.

Lorsque le rayon de coeur diminue, la densité de matière sombre centrale augmente aussi bien pour les modèles de halos plats que piqués ; en d'autres termes, plus la densité de matière sombre au centre est importante, plus le halo est concentré.

Sur le graphe de gauche de la figure 5.26, nous constatons que, dans le cas du profil de la sphère isotherme (résultats que nous extrapolons au profil de NFW puisque sur la Fig. 5.27 nous constatons que  $\rho_{o/ISO}$  et  $\rho_{o/NFW}$  sont corrélés)  $\rho_o$  a tendance à augmenter quand la brillance de surface centrale augmente. Or, le graphe de droite (Fig. 5.26) montre que cette dernière quantité est fortement corrélée avec la luminosité. Par contre, nous n'avons trouvé aucune relation liant  $\rho_o$  ou  $R_o$  à la taille ou à la vitesse maximale donc la masse de la galaxie.

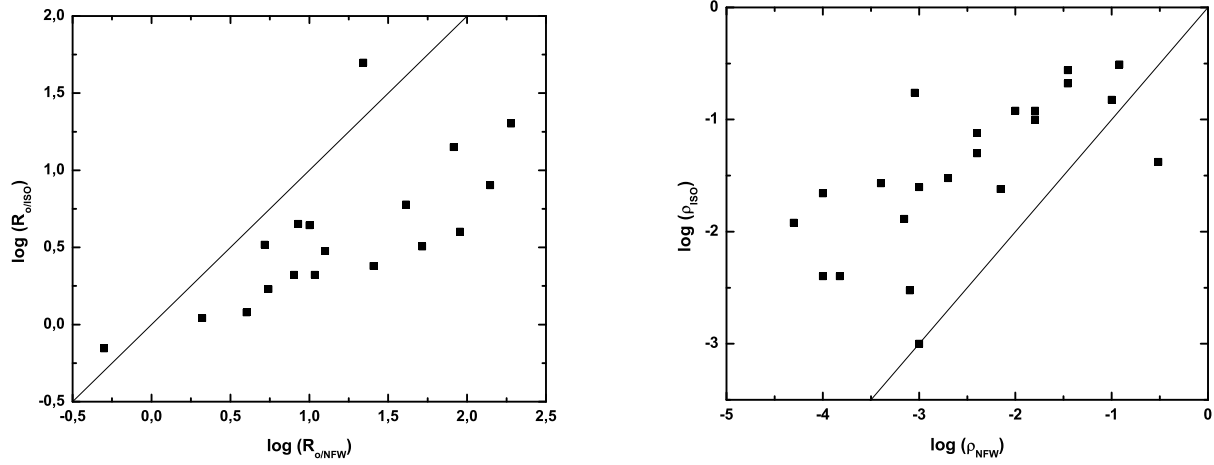


FIG. 5.27 – a : Variation des rayons de coeur,  $R_o$  en kpc, obtenus pour le profil de NFW et isotherme. b : variation des densités centrales,  $\rho_o$  en  $M\odot \text{ pc}^{-3}$ , obtenues pour le profil de NFW et isotherme. Nous avons tracé la droite d'équation  $y=x$ .

En conclusion, l'analyse des figures 5.25 et 5.26 montre que la concentration de matière des halos sombres augmente quand la concentration centrale de matière lumineuse (et donc la luminosité) augmente, ce qui signifie que plus une galaxie est lumineuse, plus son halo sombre est concentré. De plus, la quantité centrale de matière sombre et lumineuse variant dans le même sens, cela suggère qu'un possible couplage existe entre matière cachée et baryonique.

#### 5.4.2 Relations entre les rayons de coeur et les densités centrales

D'après la figure 5.27, on constate que les valeurs logarithmiques de  $\rho_o$  (et de  $R_o$ ) obtenues pour les deux types de BFM sont également liées entre elles par une relation linéaire d'équation :

$$\log(\rho_{o/ISO}) = 0.44\log(\rho_{o/NFW}) - 0.35$$

$$\log(R_{o/ISO}) = 0.50\log(R_{o/NFW}) - 0.03$$

On constate que sur le graphe de 5.27a, les points sont situés systématiquement en dessous de la droite  $y=x$  montrant que le rayon de coeur est toujours plus grand pour le

profil de NFW que pour le profil isotherme. De même, sur le graphe 5.26b, on remarque que les points sont majoritairement situés au-dessus de la droite  $y=x$  montrant ainsi que la densité centrale de matière sombre est toujours plus importante pour le profil isotherme.

Pour une courbe de rotation donnée, le profil de NFW tend à favoriser un halo sombre moins concentré que le profil de la sphère isotherme.

### 5.4.3 Etude de la densité centrale de matière sombre

Sur la figure 5.28, nous avons représenté les variations de  $\rho_o$  en fonction de différentes quantités (le type morphologique, la pente interne et la luminosité) pour chaque type de modèle de masse (et pour l'ensemble des 23 galaxies étudiées ici). On retrouve une des conclusions précédemment citées qui est que la densité centrale de matière sombre est systématiquement plus faible pour le profil de NFW que pour le profil isotherme (BFM et MDM).

Si nous étudions la variation du logarithme de  $\rho_o$  en fonction du type morphologique, nous constatons que :

- $\rho_o$  varie dans une plus large fourchette de valeurs pour le profil de NFW que pour le profil isotherme.

-globalement, le logarithme de  $\rho_o$  vaut en moyenne  $-1.5 \pm 0.6$  pour le MDM (où  $\rho_o$  vaut  $0.2 \pm 0.6 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ ). Ceci signifiant que si les galaxies sont effectivement dominées par la contribution lumineuse dans les parties centrales alors la densité centrale de matière sombre est grosso-modo la même d'un type morphologique à l'autre.

- $\rho_o$  varie en fonction de la luminosité de la même manière que pour le type morphologique.

- $\rho_o$  augmente quand la pente interne de la courbe de rotation croît pour les trois types de modèle. Cette relation est plus dispersée pour le profil de NFW. On trouve que, en omettant la valeur de la pente interne de UGC 11914 ( $526 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ , la seule galaxie sur 80 qui atteint une telle valeur, voir chapitre précédent) qui fausse toutes les relations :

$$\log(\rho_{o/NFW}) = 0.039p_{int} - 3.859$$

$$\log(\rho_{o/ISO}) = 0.019p_{int} - 1.966$$

$$\log(\rho_{o/MDM}) = 0.023p_{int} - 2.205$$

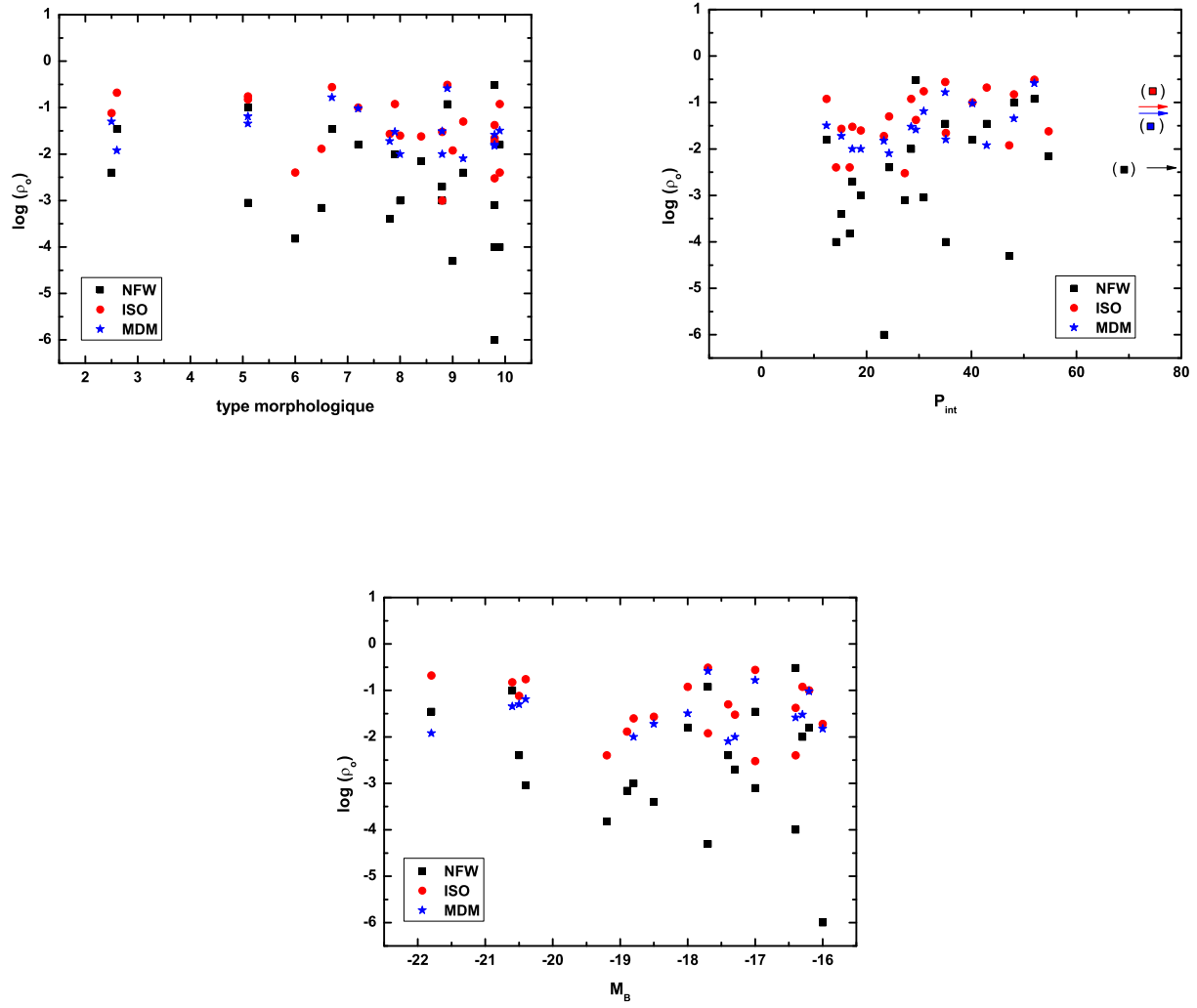


FIG. 5.28 – Etude de la variation de la densité centrale de matière sombre,  $\rho_o$  en  $M_\odot \text{pc}^{-3}$ , en fonction : du type, de la pente interne de la courbe de rotation,  $P_{int}$  en  $\text{km s}^{-1} \text{pc}^{-1}$ , et de la luminosité. Les flèches correspondent à la valeur de UGC 11914 pour laquelle la pente interne est de  $526 \text{ km s}^{-1} \text{pc}^{-1}$ .

Donc, plus la pente interne de la courbe de rotation est forte, plus la concentration de masse au centre de la galaxie est importante et plus la quantité de matière sombre centrale est importante. Blais-Ouellette (2000) a trouvé une corrélation entre la pente interne de la courbe de rotation et la brillance de surface centrale ce qui confirme la conclusion énoncée au paragraphe 5.4.1 : les quantités de matière sombre et lumineuse centrales augmentent de pair quand la quantité de masse totale au centre des galaxies augmente. Or, nous avons montré que si  $\rho_o$  augmente, la concentration du halo sombre augmente également. Donc les galaxies les plus massives possèdent les halos les plus concentrés.

#### 5.4.4 Comparaison des modèles de masse

Etudions à présent le premier graphe de la figure 5.29. On constate que les points du graphe sont majoritairement en dessous de la droite  $y=x$ , montrant ainsi qu'en moyenne le  $\chi^2$  obtenu pour l'ajustement des courbes de rotation avec le profil de la sphère isotherme est inférieure à celui obtenu avec le profil NFW et que, dans l'ensemble, les ajustements sont donc meilleurs avec le profil isotherme qu'avec le profil de NFW.

Sur les figures suivantes, on retrouve les plus grands rapports  $\chi^2_{NFW}/\chi^2_{ISO}$  pour les types de galaxies les plus tardifs et les moins lumineuses. Les plus grandes différences en terme de qualité d'ajustement de la courbe de rotation entre le modèle de NFW et le modèle isotherme sont associées à des galaxies de type Sd-Irr. On remarque que pour deux galaxies naines, UGC 4274 (une galaxie à sursaut de formation stellaire) et UGC 4305, le profil de NFW a donné de meilleurs résultats que la sphère isotherme mais dans ces deux cas-là les modèles de masse ne sont pas de bonne qualité. Les deux galaxies de type précoce de notre échantillon (UGC 2503 et UGC 11914) tendent plutôt à avoir un halo avec un coeur mais l'ajustement avec un profil de NFW est aussi bon qu'avec le modèle isotherme et donc aucune conclusion n'est possible comme l'ont montré les résultats de Blais-Ouellette et al. (2001) ; en effet, le potentiel gravitationnel étant dominé par les composantes lumineuses dans les parties centrales, il est quasiment impossible de distinguer quel profil de densité de matière sombre est le plus adéquat vu que ces profils diffèrent essentiellement à faibles rayons.

Nous avons qualitativement estimé la qualité des ajustements pour les différents profils (voir tableau en annexe), et si on comptabilise les résultats, on obtient :

- pour le profil de NFW, 3 ajustements excellents, 10 satisfaisants et 10 mauvais.
- pour le profil isotherme, 11 ajustements excellents, 6 satisfaisants et 6 mauvais.
- pour le MDM, 11 ajustements excellents, 5 satisfaisants et 7 mauvais.

On obtient donc le plus grand nombre de modèles de masse très et assez satisfaisants

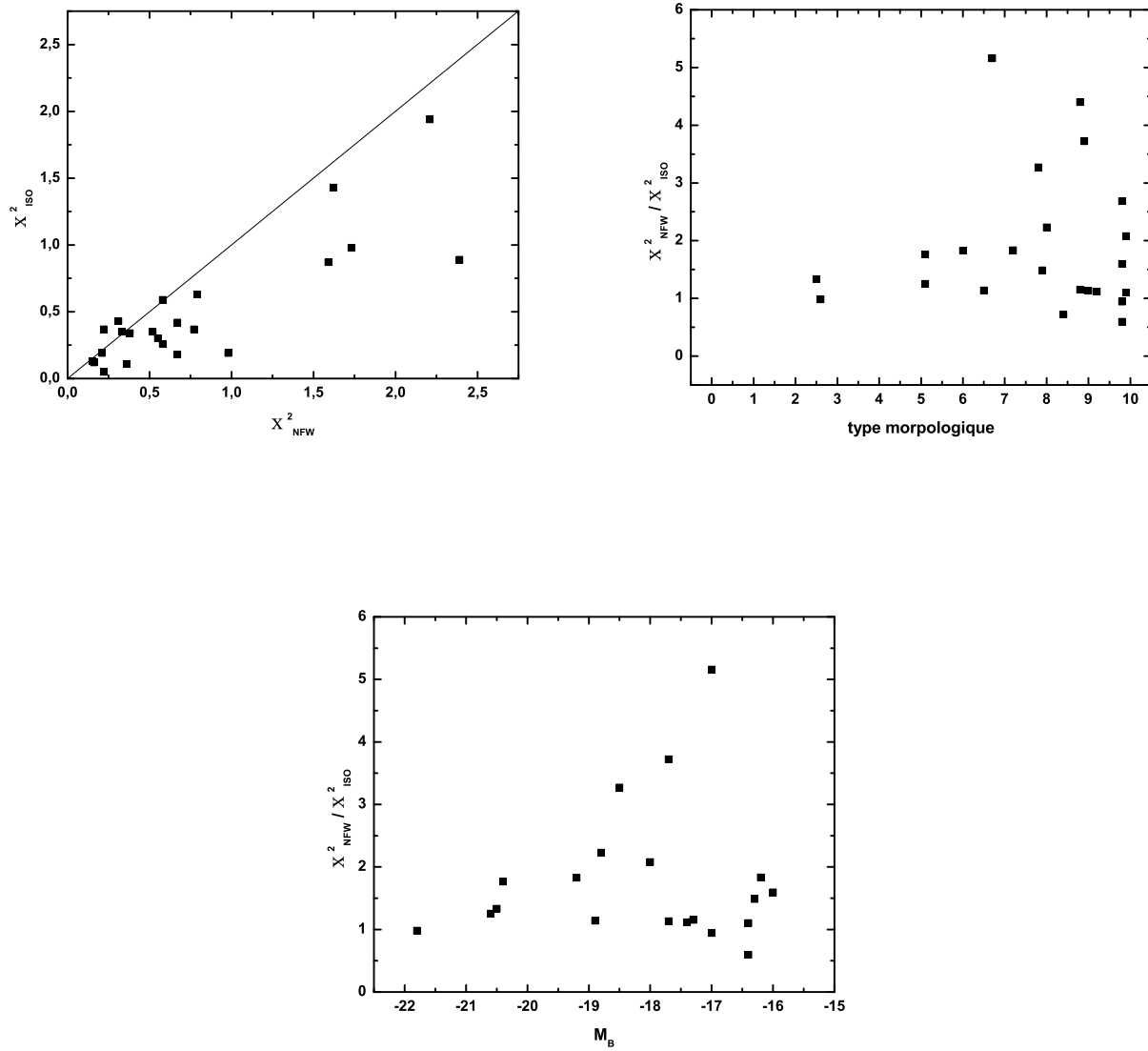


FIG. 5.29 – Etude de la variation du  $\chi^2$  en fonction des modèles de masse, du type morphologique et de la luminosité.

pour le profil isotherme (MDM & BFM).

Exceptées les deux galaxies citées précédemment (UGC 4274 et UGC 4305) pour lesquelles l'ajustement n'est pas représentatif de la courbe de rotation, l'ajustement des courbes de rotation avec un profil de halo dit plat est toujours de meilleure qualité qu'avec un profil de halo piqué. D'ailleurs, de Block & Bosma (2002) ont montré que la sphère isotherme donne un meilleur ajustement dans les parties centrales que le profil de NFW (l'ajustement serait équivalent dans les parties externes quoique pour UGC 2455, UGC 5272 et UGC 6778 ce n'est pas le cas et l'ajustement est très mauvais avec le profil de NFW).

#### 5.4.5 Conspiration halo/disque

Nous avons donc résumé dans le tableau 5.2 quelle composante (bulbe, disque et halo) domine dans les parties internes et externes en ordonnant le tableau suivant le type morphologique. Un examen attentif du tableau montre que :

- les deux galaxies précoces de notre échantillon sont dominées au centre par la composante lumineuse et dans les parties externes par le halo sombre. Ce résultat est en accord avec les travaux de Blais-Ouellette et al. (2001) qui ont montré que la matière sombre domine seulement les régions externes des galaxies.
- si on étudie les modèles NFW, on constate que le halo domine aussi bien les parties internes qu'externes pour les galaxies des types Sc à irrégulières.
- si on étudie les modèles isothermes, la moitié des galaxies est dominée au centre par la matière lumineuse, 1/4 sont dominées complètement par le halo sombre, et pour 1/4 des galaxies, les composantes sombre et lumineuse contribuent équitablement au potentiel dans les parties internes.
- on a pu reproduire correctement les parties internes de 16 de nos 23 courbes de rotation seulement avec le disque (MDM). De même, Swaters (1999) a trouvé que la pente interne de ses 35 courbes de rotation pouvait être pratiquement toutes reproduites par application de MDM.

Il semblerait, d'après les résultats présentés dans ce chapitre, que le halo de matière sombre :

- domine dans les régions externes pour les galaxies massives quel que soit le type de profil considéré.
- domine à tous les rayons pour les galaxies moins massives si on considère le modèle de NFW.
- domine seulement les régions externes dans la moitié des cas si on considère le profil isotherme (un quart étant dominé par le halo à tous les rayons). Cependant, la domination du halo sombre s'exerce souvent dès le premier kiloparsec.



TAB. 5.2 – Composantes dominantes.

N°	type	NFW		ISO		MDM	
UGC		int	ext	int	ext	int	ext
11914	2.5	B	H	B&D	H	B&D	D
2503	2.6	D&H	H	B	H	B&D	D
6537	5.1	D	H	B&H	H	B&H	H
6778	5.1	H	H	B&D	H	B&D	H
5789	6	H	H	D	H	D	H
4278	6.5	H	H	D	H	D	H
5721	6.7	H	H	H	H	D	H
11557	7.8	H	H	H	H	D&H	H
4499	7.9	H	H	D&H	H	D	H
11707	7.9	H	H	H	H	D	H
7323	8	H	H	D	H	D&B	D&H
4274	8.4	H	H	D	H	D	H
7524	8.8	D&H	D&H	B	H	D	D
7971	8.8	H	H	D&H	H	D	H
8490	8.9	H	H	D	H	D	H
4325	9	D	D	D	D	D	D
10310	9.2	D&H	H	D	H	D	D
2034	9.8	H	H	D	H	D	H
2455	9.8	H	H	H	H	D	H
4305	9.8	H	G		G	D	D&G
5272	9.8	D	D	D&H	H	D	H
5414	9.9	H	H	D	D	D	D
12060	9.9	H	H	H	H	D	H

Pour chaque modèle de masse, nous donnons la (les) composante(s) dominante(s) dans les parties internes et externes. Nous désignons par : B, le bulbe ; D, le disque ; G, la composante gazeuse et H, le halo.

#### 5.4.6 Vers quel type de profil de halo optimal ?

Nous avons laissé varier la pente logarithmique interne du profil de modèle de masse de la sphère isotherme afin d'étudier quel type de profil de halo fournit le meilleur ajustement par la technique du BFM. On a donc travaillé avec le jeu de paramètres suivants :  $(c, \alpha, \beta, \gamma) = (0, 2, 3, \gamma)$ .

Les valeurs de  $\chi^2$  obtenues lorsque  $\gamma$  varie librement sont équivalentes à celles obtenues pour la sphère isotherme (Fig. 5.30). Les ajustements sont donc de qualité équivalente.

Afin de pouvoir attribuer un poids à chaque modèle de masse et d'éviter d'aboutir à des conclusions erronées, nous avons attribué à chaque modèle un facteur de qualité,  $Q$ , égal à 1 si l'ajustement est excellent, 2 si l'ajustement est satisfaisant et 3 si l'ajustement est mauvais.

Sur les 23 modèles de masse pour lesquels le paramètre  $\gamma$  a été laissé libre, nous trouvons :

- 1 galaxie ayant une valeur de  $\gamma$  supérieure à 1 mais pour cette galaxie, le modèle de masse est de très mauvaise qualité donc ce point ne sera pas pris en compte dans la discussion.

- 5 galaxies ayant une valeur de  $\gamma$  de l'ordre de 0.8. Pour ces 5 galaxies, l'ajustement de la courbe de rotation hybride est de bonne ou très bonne qualité. Ce sont des galaxies de type Scd à Irr, ayant une vitesse maximale ne dépassant pas  $100 \text{ km s}^{-1}$ , de moyenne ou faible luminosité.

- 17 galaxies sur 23 ont une valeur de la pente logarithmique interne,  $\gamma$ , comprise entre 0 et 0.4. Seize de ces galaxies ont un modèle de masse de bonne ou très bonne qualité, ce qui suggère que la majorité des courbes de rotation, quels que soient le type, la luminosité ou la vitesse maximale (soit la masse totale) est mieux ajustée par un profil de halo plutôt plat. Sur le troisième graphe de la figure 5.30, on a étudié la variation de  $\gamma$  en fonction de la vitesse maximale,  $V_M$ , mais nous ne retrouvons pas la tendance suggérée par Blais-Ouellette (2000), à savoir que  $\gamma$  augmenterait quand  $V_M$  augmente. En effet, même si nous n'avons que 4 galaxies ayant une vitesse maximale de rotation supérieure à  $150 \text{ km s}^{-1}$ , pour ces 4 galaxies les modèles de masse obtenus sont fiables. Nos résultats suggèrent que la majorité des galaxies possède un halo de type plat ou à coeur. Ce résultat discrédite les modèles de formation de halos plats par éjection violente de matière baryonique au centre des galaxies (Navarro et al., 1996 ; Gelato & Sommer-Larsen, 1999 ; van den bosch et al., 2000). Ces modèles montrent que lors de phénomènes violents (comme de multiples explosions de supernovae), une quantité importante de matière sombre est éjectée des parties centrales, la partie restante formant

alors un halo de densité centrale constante lors du retour à l'équilibre. Dans ce cas précis, moins la galaxie est massive, plus le pic sera détruit et donc on s'attend alors à trouver une relation entre  $\gamma$  et la masse des galaxies (soit la vitesse maximale des courbes de rotation).

On ne trouve aucune corrélation entre  $\gamma$  et la pente interne des courbes de rotation. Or la pente interne est liée à la masse lumineuse centrale, donc faut-il y voir là une preuve que les galaxies sont dans un état de disque maximum ?

#### 5.4.7 Conclusion

Nous avons réalisé des modèles de masse pour 23 galaxies en adoptant d'une part un profil de densité de halo plat (en l'occurrence la sphère isotherme) et d'autre part, un profil de densité de halo piqué (NFW). Nous avons montré d'une part que la densité centrale de matière sombre et le rayon de coeur des halos sont liés, et d'autre part que la densité centrale de matière sombre est corrélée avec la luminosité montrant ainsi que la concentration des halos sombres est plus importante lorsqu'on considère des galaxies plus lumineuses et donc plus massives.

L'ensemble des résultats que nous avons obtenu montre que, pour une majorité de galaxies, l'ajustement des courbes de rotation par le profil de NFW n'est pas satisfaisant. Les quelques galaxies pour lesquelles nous n'avons pu mettre en défaut le profil de NFW sont des galaxies massives qui ont des courbes de rotation compatibles avec toutes les sortes de profil de halos sombres.

De plus, nous n'avons trouvé aucune valeur de  $\gamma$ , la pente logarithmique interne du halo, supérieure à 0.8 bien que nous ayons considéré des galaxies ayant une vitesse maximale variant entre 40 et 350 km s<sup>-1</sup>. Or cette valeur de 0.8 reste inférieure aux valeurs de  $\gamma$  déduites de la majorité des simulations cosmologiques ( $\gamma \geq 1$ ).

En conclusion, les résultats déduits de nos observations H $\alpha$  à haute résolution ne s'accordent pas du tout avec certains résultats déduits des simulations CDM en ce sens qu'ils montrent que les halos des galaxies de type Sc à Irrégulières semblent être plats. Cette conclusion est en accord avec les précédents travaux basés principalement sur des observations de galaxies tardives (de Block et al., 1996 ; McGaugh & de Block, 1997 ; Blais-Ouellette et al., 1999, 2000, 2001 ; de Block et al. 2001 ; de Block & Bosma, 2002 ; Salucci et al., 2003) et étend la conclusion aux types Sc/Sd.

On peut raisonnablement penser qu'à l'heure actuelle, la résolution atteinte par les simulations cosmologiques n'est pas suffisante pour représenter correctement la dynamique des galaxies. De plus, il est certain que les processus physiques en jeu restent mal connus étant donné le grand nombre de simulations basées sur des hypothèses différentes quant à la nature de la matière sombre (froide, tiède, collisionnelle, "self-interacting").

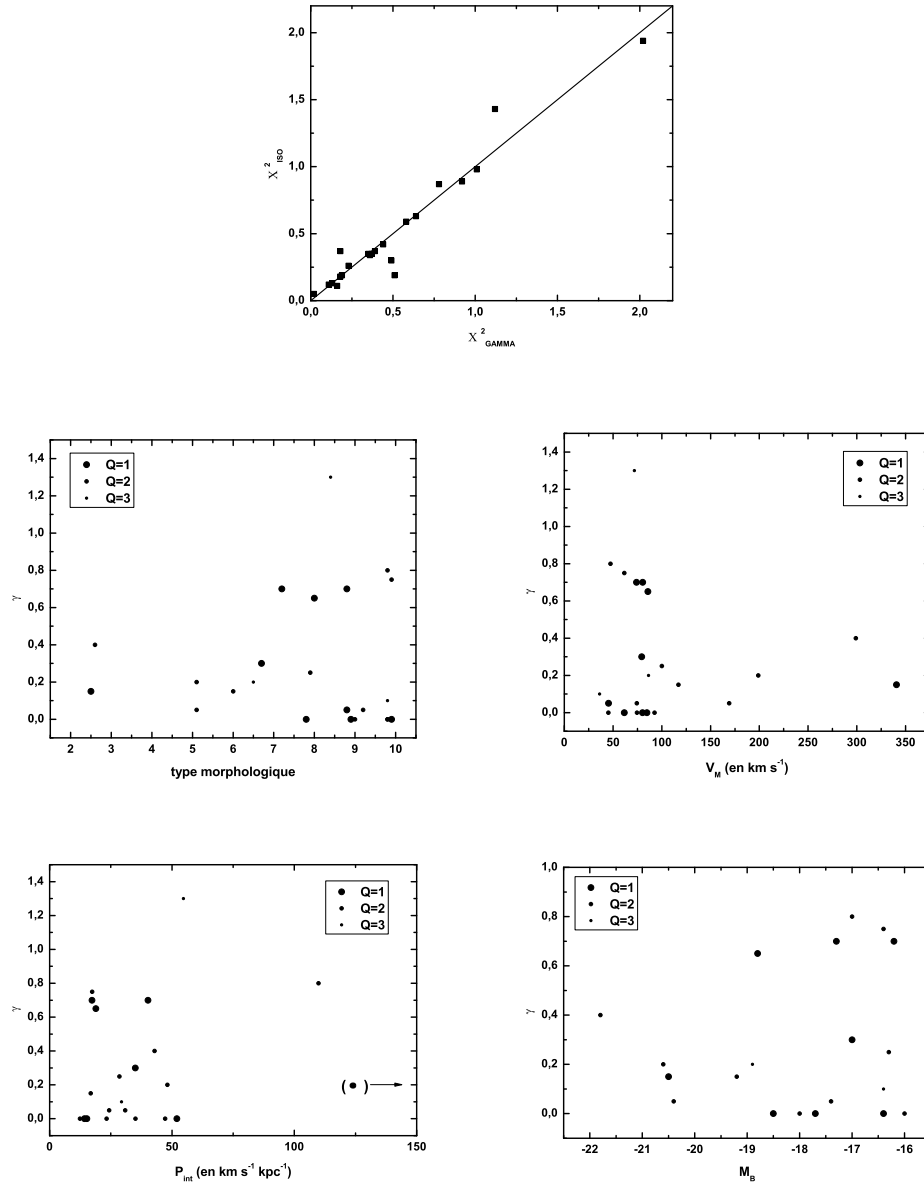


FIG. 5.30 – En haut : variation du  $\chi^2$  du profil isotherme en fonction du  $\chi^2$  lorsque  $\gamma$  varie. Au milieu et en bas : étude de la variation de  $\gamma$ , la pente logarithmique interne des profils de densité, en fonction du type morphologique, de la vitesse maximale,  $V_M$ , de la pente interne,  $P_{\text{int}}$ , et de la luminosité.

Dans ce contexte très ouvert, les résultats tirés des observations s'imposent comme des contraintes fortes.

## 5.5 Bibliographie

- Amram P.**, Garrido O., (astro-ph/0202475), **2002**, "Galaxies : the third dimension", eds M. Rosado, L. Binette, L. Arias.
- Battener E.**, Garrido J., Membrado M., Florido E., **1992**, Nature, 360, 652.
- Blais-Ouellette S.**, Amram P., Carignan C., **2001**, AJ, 1221, 1952.
- Blais-Ouellette S.**, **2000**, Thèse de l'Université de Provence.
- Blais-Ouellette S.**, Carignan C., Amram P., Côté S., **1999**, AJ, 120, 3027.
- Bottinelli L.**, Gouguenheim L., Paturel G., de Vaucouleurs G., **1983**, A&A, 118, 4.
- Bullock J.**, Kolatt T., Sigad Y., Somerville R., Kravtsov A., Klypin A., Primack J., Dekel A., **2001**, MNRAS, 321, 559.
- Burket A.**, **1995**, ApJ, 447, L25.
- Bosma A.**, **1981**, AJ, 86, 1791.
- Bosma A.**, **1981**, AJ, 86, 1825.
- Bosma A.**, **1978**, PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen.
- Carignan C.**, Freeman K.C., **1985**, ApJ, 294, 494.
- de Block W.**, Bosma A., **2002**, A&A, 385, 816.
- de Block W.**, McGaugh S., Bosma A., Rubin V., **2001**, ApJ, 552, 23.
- de Block W. J.**, McGaugh S., **1997**, MNRAS, 290, 533.
- de Block E.**, van der Hulst T., McGaugh S., **1996**, AAS, 189, 8402.
- Garrido O.**, Marcelin M., Amram P., **2003b**, soumis à MNRAS en Septembre 2003.
- Garrido O.**, Marcelin M., Amram P., **2002**, 387, 821.
- Gelato S.**, Sommer-Larsen J., **1999**, MNRAS, 303, 321.
- Heraudeau Ph.**, Simien F., **1996**, A&ASS, 118, 111.
- Jansen R.**, Franx M., Fabricant D., Caldwell N., **2000**, ApJSS, 126, 271.
- Kravtsov A.**, Klypin A., Bullock J., Primack J., **1998**, ApJ, 502, 48.
- Moore B.**, Quinn T., Governato F., Stadel J., Lake G., **1999a**, MNRAS, 310, 1147
- Moore B.**, Ghigna S., Governato F., Lake G., Quinn T., Stadel J., Tozzi P., **1999**, ApJ, 524, L19.
- Moore B.**, Governato F., Quinn T., Stadel J., Lake G., , **1998**, ApJ, 499, L5.
- Moore E.**, Gottesman S., **1998**, MNRAS, 294, 353.
- Milgrom M.**, **1983**, ApJ, 270, 365.
- Milgrom M.**, **1983**, ApJ, 270, 371.
- Milgrom M.**, **1983**, ApJ, 270, 384.

**Navarro J.**, Frenk C., White S., **1997**, ApJ, 490, 493.  
**Navarro J.**, Frenk C., White S., **1996**, ApJ, 462, 563.  
**Nelder J.A.**, Mead R., **1965**, Comp. J., 7, 308.  
**Nelson A.**, **1988**, MNRAS, 233, 115.  
**Salucci P.**, Walter F., Borriello A., **2003**, A&A, 409, 53.  
**Stil J.**, Israel F., **2002**, A&A, 392, 473.  
**Swaters R.A.**, van Albada T-S., van der Hulst J., Sancisi R., **2002a**, A&A, 390, 829.  
**Swaters R.A.**, van Albada T-S., van der Hulst J., Sancisi R., **2002b**, A&A, 390, 863.  
**Swaters R.A.**, **1999**, Dark matter in late-type dwarf galaxies, Thesis, Rijksuniversiteit Groningen.  
**van Albada T.S.**, Bahcall J.N., Begeman K., Sancisi R., **1985**, ApJ, 295, 305.  
**van Driel W.**, van Woerden H., **1994**, A&A, 286, 395.  
**van den Bosch F.**, Robertson B., Dalcanton J., **2000**, AJ, 119, 1579.  
**van Zee L.**, **2000**, AJ, 119, 2757.  
**Verdes-Montenegro L.**, Bosma A., Athanassoula E., **1995**, A&A, 300, 65.  
**Verheijen M.**, Sancisi R., **2001**, A&A, 300, 65.  
**Watanabe M.**, Yasuda N., Itoh N., Ichikawa T., Yanagisawa K., **2001**, ApJ, 555, 215.  
**Zhao H.**, **1996**, MNRAS, 278, 488.

# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

---

Nous avons donc présenté des données cinématiques 2D pour la moitié des galaxies observées dans le cadre du programme d'observation GHASP, soient 96 galaxies. A partir de l'analyse de toutes ces données :

-nous avons montré que l'échantillon GHASP, à mi-parcours, est homogène et consistant, et pourra donc, une fois complété, être utilisé comme échantillon de référence de champs de vitesses de galaxies à  $z=0$ .

-nous avons confirmé que l'allure des courbes de rotation  $H\alpha$  dépend à la fois du type morphologique et de la luminosité.

Nous avons également constaté que, dans notre échantillon :

- (1) seules les galaxies de type précoce ont parfois des courbes de rotation décroissantes.
- (2) les galaxies barrées présentent un gradient interne de vitesse plus faible que les galaxies sans barre.
- (3) les galaxies peu massives et peu lumineuses présentent des courbes de rotation fortement dissymétriques. Par ailleurs, les galaxies de type Sd, Sdm et Irr présentent des caractéristiques cinématiques semblables.
- (5) les galaxies présentant une courbe de rotation croissante ne suivent pas la même pente que les autres galaxies pour la relation de Tully-fisher.
- (6) l'extension maximale des disques  $H\alpha$  atteint en moyenne le rayon  $R_{25}$ . On a mis en évidence que le rapport diamètre des disques  $H\alpha$  sur diamètre optique varie suivant le type morphologique (il est maximal pour les types Sbc à Sd), et cette variation est identique à celle suivie par le rapport diamètre des disques d'hydrogène neutre sur diamètre optique. Cette variation de l'extension des disques  $H\alpha$  (normalisée par  $R_{25}$ ), qui représente le disque de formation stellaire, est en fait non pas corrélée avec le diamètre des disques HI mais avec la valeur de la densité surfacique d'hydrogène neutre au rayon optique en accord avec la théorie de Kennicutt (1989) qui stipule que la formation stellaire démarre à partir d'un certain seuil .

Nos courbes de rotation  $H\alpha$  à haute résolution combinées aux courbes de rotation HI nous ont permis de former des courbes de rotation hybrides pour lesquelles la pente

interne a été déterminée avec précision afin d'étudier la distribution de matière pour 23 galaxies. Les modèles de masse que nous avons appliqués, nous ont permis de montrer que le profil de densité de la sphère isotherme (profil de halo à coeur) donne de meilleurs ajustements de nos courbes de rotation hybrides que le profil de densité de NFW (profil de halo piqué). En accord avec les précédents travaux dans ce domaine, basés également sur des courbes de rotation, il semblerait qu'une majorité de halos sombres possède une densité centrale de matière sombre constante, et ce même pour les galaxies de type Sc-Sd, plus massives que les types naines et LSB pour lesquelles de nombreux travaux ont déjà montré qu'elles possèdent un halo sombre de type plat. Ce résultat est en opposition avec les résultats de certaines simulations N-corps déduites de la théorie  $\Lambda$ CDM qui prévoient des halos piqués. D'ailleurs, nous avons trouvé 0,8 comme valeur maximale de la pente logarithmique interne du profil de densité des halos (pour 6 galaxies de notre échantillon) en contradiction avec les valeurs de 1 et 1,5 déduites des simulations N-corps qui semblent bien trop élevées comparativement à nos résultats observationnels. L'analyse présentée ici suggère donc fortement que les halos sombres possèdent un coeur mais montre également qu'il n'existe pas de profil de densité de matière sombre universel puisque nous avons obtenu deux familles de galaxies : une présentant une pente logarithmique interne du profil de densité des halos de l'ordre de 0 et une autre de l'ordre de 0,7.

Les axes de recherche à l'issue de cette thèse sont nombreux :

- il reste à réduire et à analyser une centaine d'autres galaxies (plutôt de type précoce et intermédiaire) afin d'être vraiment représentatif dans le plan "type morphologique-magnitude". Nous vérifierons ainsi si les tendances et les conclusions émises dans cette thèse se confirment. Constitué finalement d'environ 200 champs de vitesses et courbes de rotation pour des galaxies de toute magnitude et ce quelque soit le type morphologique, GHASP se posera comme un échantillon de référence unique de cube de données à  $z = 0$ , propre à être comparé à des données 3D pour des galaxies dans des environnements différents : galaxies en paire, galaxies appartenant à des groupes ou amas ou se situant à des redshifts plus importants.
- il faudra également définir précisément des degrés en terme de richesse d'environnement des galaxies. Les galaxies GHASP pouvant être des galaxies isolées mais aussi des galaxies en paire et appartenant à des groupes, une étude comparative des propriétés cinématiques en fonction du degré de richesse d'environnement devrait permettre d'identifier quel phénomène physique domine suivant l'environnement et sur-



tout de définir quelles sont les signatures cinématiques caractéristiques des phénomènes physiques particuliers à un environnement donné.

-on poursuivra l'étude de la distribution de matière sombre notamment avec l'application de modèle de masse pour les données qui n'ont pas encore été réduites. Les résultats déduits des modèles de masse se posent en véritables contraintes pour les simulations N-corps qui semblent à ce jour ne pas avoir atteint une résolution suffisante en terme de nombre de particules pour prédire avec justesse le profil de densité des halos sombres. Il est donc essentiel d'approfondir l'étude de la distribution de masse notamment pour les galaxies de type intermédiaire Sc-Sd pour lesquelles la composante disque ne domine pas encore exclusivement les parties internes des courbes de rotation permettant encore de trancher entre les différents profils de halos sombres. Il reste à comprendre l'origine physique des différentes familles de profil de densité rencontrées au cours de cette étude et à approfondir notre compréhension des liens qui unissent matière sombre et lumineuse.

-on pourra enfin, à plus long terme, utiliser l'échantillon GHASP pour les fins auxquelles il a été conçu, c'est à dire comparer les propriétés cinématiques et dynamiques des galaxies locales avec celles des galaxies plus lointaines, désormais accessibles avec la nouvelle classe de télescopes de 8 à 10 mètres de diamètre. Ceci étant l'objectif principal des prochains mois où je vais pouvoir travailler sur les données 3D obtenues pour des galaxies ayant un redshift compris entre 0 et 1, récoltées par le spectromètre intégral de champ GIRAFFE placé sur le VLT.

## Annexe I

### Cinématique

---

#### I.1 Tableaux

TAB. I.1 – Paramètres généraux.

No	No	type	t	$M_B$	D	$V_{sys}$	i	PA	0.5 SA
UGC	NGC			mag	Mpc	km s <sup>-1</sup>	°	°	°
508	266	SB(rs)ab	1,5	-22	61,9	4670	45	298	60
528	278	SAB(rs)b	2,9	-19,4	6,3	626,5	25	219	50
763	428	SAB(s)m	8,7	-19,4	15,1	1145	50	295	50
1117	598	S(s)cd	6	-19,3	0,9	-191	50	23	50
1249		SB(s)m	8,9	-	4,5	345	60	319	40
1256	672	SB(s)cd	6	-19,6	5,6	422	65	244	40
1736	864	SAB(rs)c	5,1	-20,5	71,3	1522	42	201	60
1886		SAB(rs)bc	3,6	-19,8	66,1	4867	60	215	50
1913	925	Sab	7	-20	20,8	548	55	115	50
2023		Im	9,9	-16,4	8	589	19	135	45
2034		Im	9,8	-17	7,6	572	19	162	45
2045		Sab	2	-20,4	9,1	1529	59	145	40
2053		Im	9,9	-16,9					
2080		SAB(rs)cd	6,0	-19,5	11,9	895	24	155	50
2082		Sc	5,8	-18,5	9,3	696	80	127	30
2141	1012	S0/a	0,3	-18	12,9	961	68	18	35
2183	1056	Sa	1	-19,6	21	1542	62	338	40
2193	1058	S(rs)c	5,3	-18,2	10,6	510	21	138	40
2455	1156	IB(s)m	9,8		5	375	51	105	30
2503	1169	SAB(r)b	2,6	-21,8	31,4	2399	53	216	45
2800		Im	10,0		15,8	1185	60	100	50
2855		SABc	5,1	-22,4	16	1200	50	279	40
3013	1530	SB(rs)b	3,1	-21,5	33,4	2465	50	8	15
3273		Sm	8,8	-17,7	8,1	608	55	225	50
3334	1961	SAB(rs)c	4,2	-22,9	51,3	3385	50	90	50
3384		Sm	8,8	-14,8					
3429	2146	SB(s)ab pec	2,3	-20,6	11,7	868	60	135	40
3574		S(s)cd	5,9	-17,6	19,1	1435	40	274	45
3691		Scd	6	-20,3	29,1	2212	62	63	50
3734	2344	S(rs)c	4	-18,4	12,4	978	25	315	45
3809	2336	SAB(r)bc	4	-22,2	28,5	2188	55	173	40
3851	2366	Ibm	9,8		3,4	82	59	230	40
4273	2543	SB(s)b	3,8	-20,7	32,7	2475	56	33	40
4274	2537	SBmpec	8,4		6	435	30	343	60

TAB. I.2 – Paramètres généraux (suite).

No	No	type	t	$M_B$	D	$V_{sys}$	i	PA	0.5 SA
UGC	NGC			mag	Mpc	km s <sup>-1</sup>	°	°	°
4278		SB(s)d	6,5	-18,9	7,5	540	90	170	15
4284	2541	S(s)cd	6	-18,5	7,5	548	55	350	50
4305		Im	9,8	-16,4	3,6	142	40	14	35
4325	2552	S(s)m	9,0	-17,7	6,7	503	41	229	50
4499		SABdm	7,9	-16,2	9,1	681	50	322	40
4543		Sdm	8	-17,2	26,1	1952	46	142	50
4936	2805	SAB(rs)d	6,9	-20,7	23,1	1725	30	125	50
5253	2985	S(rs)ab	2,3	-20,8	17,6	1320	40	175	50
5272		Im	9,8	-16	7	513	59	276	50
5316	3027	SB(rs)d	6,5	-19,7	13,8	1033	70	302	50
5414	3104	IAB(s)m	9,9	-16,5	8,1	600	55	38	55
5721	3274	SABd	6,7	-17	7,1	530	61	102	20
5789	3319	SB(rs)cd	6,0	-19,2	9,7	730	65	219	50
5829		Im	9,7	-17,1	8,3	628	34	14	50
5931	3395	SAB(rs)cdpec	5,9	-20,1	21,4	1605	50	182	73
5935	3396	IBmpec	9,4	-20,3	22,4	1678	70	72	40
5982	3430	SAB(rs)c	5,1	-20,3	21	1569	60	212	50
6537	3726	SAB(r)c	5,1	-20,4	11,5	860	50	14	40
6628		SBm	8,8	-17,7	11,3	842	20	18	45
6702	3840	Sa	1,3	-20,7	98,6	7420	43	68	50
6778	3893	SAB(rs)c	5,1	-20,6	12,8	958	49	171	40
7278	4214/28	IAB(s)m	9,8	-17,1	2,9				
7323	4242	SAB(s)dm	8	-18,8	6,9	506	50	211	50
7524	4395	S(s)m	8,8	-17,3	4,2	318	46	147	45
7592	4449	Ibm	9,8	-17,8	2,9				
7971	4707	Sm	8,8		6,2	462	38	257	50
8490	5204	SA(s)m	8,9	-17,7	2,6	191	50	357	50
9366	5676	S(rs)bc	4,7	-21,5	28,8	2110	62	43	50
9649	5832	SB(rs)b	3,1		5,2	452	54	47	35
9753	5879	S(rs)bc	3,6	-19,4	10,8	764	72	180	30
9858		SAB(bc)	4	-20,4	35,8	2626	79	252	45
9969	5985	SAB(r )b	3,1	-21,7	33,6	2520	60	197	60
9992		Im	9,8	48,9					
10310		SB(s)m	9,2	-17,4	9,4	705	34	27	40
10359	6140	SB(s)cdpec	5,6	-19,3	11,6	913	44	93	40
10445		SBc	6	-17,5	12,5	957	60	280	45
10470	6217	SB(rs)bc	4	-20,2	18,5	1350	34	115	40
10502		S(rs)c	5,3	-20,8	57,5	4315	35	275	55
10546	6236	SAB(s)cd	6	-18,3	16,9	1267	65	350	45
10564	6248	SBd	6,5	-17,4	15,5	1130	60	330	50
10897	6412	S(s)c	5,2	-19,5	15,5	1314	25	308	40
11124		SB(s)cd	5,9	-18,6	21,5	1609	30	345	45
11218	6643	S(rs)c	5,2	-21,0	19,7	1475	60	217	50

TAB. I.3 – Paramètres généraux (suite et fin).

No	No	type	t	$M_B$	D	$V_{sys}$	i	PA	0.5 SA
UGC	NGC			mag	Mpc	km s <sup>-1</sup>	°	°	°
11283		SB(s)dm	7,8	-19	26	1954	35	281	40
11283c		IB			27,4	2055	60	134	40
11300	6689/90	SBcd	6,4		6,3	480	65	348	45
11429	6792	SBc	3,1	-21,9	61,8	4718	60	24	50
11557		SAB(s)dm	7,8	-18,5	18,5	1385	37	92	50
11707		Sdm	7,9	-16,3	12	900	55	238	30
11852		Sba	1	-20,2	78	5871	58	13	40
11861		SABdm	7,8	-19,8	19,8	1484	50	33	50
11891		Im	9,9	-19,4	6,1	495	40	314	60
11909		S pec	4,5	-18,5	14,7	1100	77	0	25
11914	7217	S(r)ab	2,5	-20,5	12,9	947	35	88	60
11951	7231	SBa	1,1	-20,0	14	1078	65	39	40
12060		IBm	9,9	-16	11,9	890	55	9	50
12101	7320	S(s)d	6,6	-18,1	10,8	750	50	132	40
12212		Sm	8,8		11,8	886	55	249	70
12276	7440	SB(r)a	1,1	-20,6	75,5	5688	38	140	60
12276c		?			76,1	5707,5	35	150	50
12343	7479	SB(s)c	4,4	-21,6	31,3	2375	45	25	60
12632		Sm	8,7	5,6		420	45	213	40
12754	7741	SB(s)cd	6,0	-18,9	9,9	742	45	162	50

(1) Nom de la galaxie dans le catalogue UGC ; (2) Nom de la galaxie dans le catalogue NGC ; (3) type morphologique d'après le catalogue RC3 ; (4) type morphologique d'après la classification de de Vaucouleurs (1979) ; (5) Magnitude absolue dans la bande B (LEDA) ; (6) Distance déduite de la vitesse systémique prise dans la base de données NED en supposant que  $H_0=75$  km s<sup>-1</sup> lorsqu'aucune mesure précise (par la méthode des Céphéides, des supernovae ou de la TRGB) ; (7) vitesse systémique déduite de l'analyse de notre champ de vitesses ; (8) inclinaison déduite de l'analyse de notre champ de vitesses (ou des données radio lorsque c'était impossible) ; (9) Angle de position déduit de l'analyse de notre champ de vitesses ; (10) demi secteur d'angle des points pris en compte autour de l'angle de position pour calculer la courbe de rotation.

TAB. I.4 –  $R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale.

N°	$R_{25}$	$R_{max}$	$V_M$
UGC	kpc	kpc	km s <sup>-1</sup>
508	26,5	25,5	362,9
528	2,2	1,1	69
763	8	10,1	109
1117	8,7	0,8	60,7
1249	4,4	4	70,3
1256	5,4	4,6	96,6
1736	47,4	10,3	178,9
1886	25,1	36,7	278,7
1913	33,9	8,4	
2023	2,8	3,1	58,9
2034	3,1	2,4	37,2
2045	4,3	4,4	141,2
2053			
2080	8,7	8	129,4
2082	7,3	5,5	73,8
2141	4,7	4,8	135,7
2183	7,1	4,6	121,8
2193	4,2	4,1	57,1
2455	2,3	1,5	23,8
2503	19,1	17	283,5
2800	5,7	4,5	87,7
2855	9,6	9,4	284,8
3013	20,1	22,9	209,1
3273	3	3,8	82,5
3334	31,5	28,5	400,8
3384			
3429	9,3	9,4	343,8
3574	9,6	11,2	106,2
3691	9,2	8,6	136,2
3734	3,4	6	174,8
3809	26,1	22,8	254,7
3851	3,4	2,6	67
4273	12	12,9	193,6
4274	2,7	1,5	67,3
4278	5	4,5	
4284	6,3	5,1	112,7
4305	4,4	2,9	34,1
4325	3,3	2,5	114,7
4499	3,1	3,5	60,9
4543	8,3	11,9	81
4936	19,8	18,2	97,8
5253	10,6	8,2	253,9
5272	2	2,2	50,5
5316	8,2	10,7	165,7

TAB. I.5 –  $R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale (suite).

N°	$R_{25}$	$R_{max}$	$V_M$
UGC	kpc	kpc	km s <sup>-1</sup>
5414	3,9	3,6	50,5
5721	1,9	2,6	91,6
5789	8,2	8,8	104,7
5829	5,6	6,6	49,7
5931	6,8	8,8	166,1
5935	8,3	3,1	
5982	12,4	15,1	202,5
6537	8,4	9,9	164,8
6628	4,4	5,2	58,9
6702	14,4	16,1	178
6778	7,6	6,7	201,8
7278	3,8		
7323	4,8	4,7	89,4
7524	7,4	3,7	63,3
7592	2,4		
7971	2,2	1,9	
8490	1,8	1,6	81,8
9366	16	13,5	238,2
9649	2,4	3,1	110,8
9753	6,2	6,2	144,5
9858	22,3	27,8	178,7
9969	25,1	22,2	287,5
9992			
10310	3,9	2,9	71,5
10359	8,2	11,4	147,1
10445	4,3	6,4	72,4
10470	8,3	8,7	144
10502	18,4	21,8	318,8
10546	6,2	9	160
10564	5,4	7,7	80,4
10897	5,4	3,9	97,3
11124	7,9	7,3	131
11218	13,3	9	201,3
11283	6,3	4,2	186,4
11283c			
11300	3,6	3,5	103,9
11429	19,5	20,9	187
11557	5,8	6	58,9
11707	4,4	9,4	91,8
11852	12,1	9,5	201,4
11861	7,7	11,9	169,1
11891	3,6	2,9	81
11909	5,3	8	164,2
11914	6,9	6,6	262,4

TAB. I.6 –  $R_{25}$ , l'extension maximale et la vitesse maximale (suite et fin).

N°	$R_{25}$	$R_{max}$	$V_M$
UGC	kpc	kpc	km s <sup>-1</sup>
11951	3,8	6,1	204,7
12060	2,3	9,1	111,1
12101	3	2,7	135,8
12212	3,3	3,1	43,2
12276	14,4	11,1	120,1
12343	18,8	21,1	239,3
12632	3,1	4,4	58,1
12754	5,9	5,7	134,7



TAB. I.7 –

N°	$\chi^2$	I.C.	$P_{int}$	$P_{ext}$	Asy <sub>1</sub>	Asy <sub>1</sub>	Barre	env
UGC	réduit	%	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>				
508	3,2	0	39,1	2,7	0,07	0,09	B	NI
528	0,3	97,5			0,11	0,11	B	i
763	0,6	98,9	23,5	-0,4	0,39	0,1	B	i
1117	1,3	4,6	173,9	12,2	0,72	0,14	NB	NI
1249	3,5	0	18,8		1,45	0,64	B	NI
1256	8,3	0	21,3		0,36	0,36	B	NI
1736	30,0	0	17,4		0,32	0,15	B	i
1886	1,2	22,8	69,1	2,4	0,25	0,11	B	i
1913							B	NI
2023	3,1	0	91,9	5,7	0,14	0,25	NB	NI
2034	4,5	0	109,9	10,4	0,31	0,36	NB	I
2045	0,7	71,3	101,2	6,6	0,04	0,05	NB	NI
2053							NB	i
2080	0,9	57,3	111	8,3	0,05	0,08	B	NI
2082	3,3	0	18,6		0,26	0,27	NB	i
2141	1	46	28,4		0,32	0,14	NB	i
2183	0,2	99,7	97,8	-6	0,1	0,07	NB	i
2193	0,9	61,4	56,7	5,9	0,16	0,19	NB	NI
2455	1,9	1,4	35,1		1,96	0,79	B	i
2503	1,7	1,3	42,9	0,6	1,06	0,07	B	NI
2800	2,0	1,2	19,7		0,12	0,16	NB	i
2855	7,0	0			0,51	0,19	B	NI
3013	0,8	69	55,5	-1,6	0,08	0,08	B	i
3273	0,4	99,6	25,5		0,14	0,17	NB	i
3334	7,0	0	165,3	5,8	0,27	0,26	B	NI
3384							NB	i
3429	1,2	16,9	78,6	9,7	0,08	0,1	B	NI
3574	3,3	0	21,9	-2	0,37	0,13	NB	i
3691	2,2	0,3	15,8		2	0,1	NB	NI
3734	1,2	18,9	191,1	9,1	0,1	0,13	NB	i
3809	0,3	100	72,4	1,7	0,04	0,06	B	NI
3851	8,9	0			1	0,29	B	NI
4273	2,1	99,9	35,1	1	0,07	0,07	B	NI
4274	1,2	20,3	54,7		0,27	0,35	B	NI
4278							B	NI
4284	1,0	49,7	22,3				B	NI
4305	3,4	0	29,4	7,6	1,56	0,66	NB	NI
4325	4,4	0	47,2		1,7	0,36	NB	NI
4499	0,8	77,8	40,2	0,3	0,47	0,24	B	i
4543	3,2	0	6,8		1,3	0,26	NB	i
4936	1,1	22,7	25,1	2,5	0,31	0,18	B	NI
5253	0,8	77,2	178,4	2,6	0,23	0,06	NB	i
5272	11,2	0	23,3		1,19	0,28	NB	NI
5316	0,9	66,6	15,4		0,27	0,17	B	i

TAB. I.8 –

N°	$\chi^2$	I.C.	$P_{int}$	$P_{ext}$	Asy <sub>1</sub>	Asy <sub>1</sub>	Barre	env
UGC	réduit	%	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>				
5414	2,6	0	14,2		1,11	0,4	B	i
5721	0,6	92,1	35		0,2	0,21	B	NI
5789	2,1	0	16,8		0,64	0,22	B	NI
5829	3,6	0	7,5		0,55	0,53	NB	i
5931	4,8	0	18,8		0,16	0,19	B	NI
5935					0,35	0,57	B	NI
5982	0,7	87,6	147,3	5,3	0,05	0,07	B	NI
6537	0,4	100	30,9	-3,5			B	NI
6628	10,9	0	24,3	-4,7	0,4	0,45	B	NI
6702	0,1	99,9	58,2	-0,6	0,06	0,09	NB	n
6778	0,3	100	48,1		0,06	0,08	B	NI
7278							B	NI
7323	1,2	19,3	18,9		0,2	0,19	B	NI
7524	5,0	0	17,3				NB	NI
7592							B	NI
7971					0,61	0,72	NB	i
8490	1,1	29,7	52		0,86	0,14	NB	NI
9366	0,3	100	122,3	1,9	0,05	0,08	NB	n
9649	0,9	58,7	45,1		0,94	0,14	B	i
9753	0,4	100	124,7	-2,1	0,05	0,09	NB	i
9858	1,7	0,1	27,2	-1,9	0,13	0,21	B	i
9969	1,2	19,4	50,9	0,7	0,21	0,12	B	NI
9992								i
10310	2,9	0,2	24,3		0,67	0,21	B	i
10359	0,8	83,8	19,4		0,12	0,2	B	i
10445	0,7	93,4	29	0,4	0,17	0,14	B	i
10470	0,6	95,6	42,6	-2,4	0,06	0,08	B	i
10502	1,7	2,2	42,5	4,7	0,14	0,15	NB	n
10546	2,0	0	3,8		0,49	0,28	B	i
10564	1,0	39,3	8,5		0,42	0,22	B	i
10897	4,1	0	61,6	3,7	2,03	0,22	NB	i
11124	1,1	34,1	17,9		0,17	0,21	B	i
11218	0,2	100	134,1	9,8	0,11	0,07	NB	i
11283	0,7	69,2	61,8		0,05	0,08	B	NI
11283c					0,9	0,74	B	NI
11300	0,9	61,9	38,9		0,12	0,17	B	i
11429	2,1	0,5	16,9		0,4	0,28	B	n
11557	0,8	76,6	15,2		0,31	0,17	B	i
11707	2,6	0	28,5	-0,8	1,61	0,18	NB	i
11852	0,3	90,1	43,6	-6,7	1,9	0,06	B	i
11861	0,4	99,9	14,3		0,13	0,11	B	i
11891	3,2	0	27,1		0,22	0,24	NB	i
11909	0,2	99,9	25,9		0,17	0,15	NB	i
11914	0,5	98,1	526	2,8	0,05	0,06	NB	i

TAB. I.9 –

N°	$\chi^2$	I.C.	$P_{int}$	$P_{ext}$	Asy <sub>1</sub>	Asy <sub>1</sub>	Barre	env
UGC	réduit	%	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>	km s <sup>-1</sup> kpc <sup>-1</sup>				
11951	1,1	37,2	33,8		0,53	0,2	B	i
12060	4,0	0	12,4		1,13	0,25	B	i
12101	3,2	0	50,5		0,5	0,3	NB	i
12212	1,7	7,1	13,9		0,1	0,14	NB	NI
12276	0,4	86,3	29,2	0,7	0,04	0,06	B	NI
12343	17,4	0	25	-6	1,52	0,12	B	i
12632	2,0	0	232,2	-1	0,28	0,36	NB	i
12754	0,8	85,9	39,2		0,14	0,13	B	NI

(1) Nom de la galaxie dans le catalogue UGC; (2) valeurs du  $\chi^2$ ; (3) intervalle de confiance de l'ajustement de la courbe de rotation; (4) valeur de la pente interne de la courbe de rotation; (5) valeur de la pente externe de la courbe de rotation (si la courbe de rotation marque un plateau); (6) & (7) mesure de l'asymétrie des courbes de rotation suivant la formule de Nishiura et al. (2000) puis de Dale (2001); (8) B≃barrée et NB≃non barrée; (9) i≃isolé et ni≃non isolée.

## **Annexe II**

### **Distribution de masse**

---

II.1 Tableaux

II.2 Profils de brillance de surface

TAB. II.1 – Paramètres des modèles de masse pour le profil de NFW

N°	$(M/L)_B$	$(M/L)_D$	$r_o$	$\rho_o$	$\chi^2$
UGC	$(M/L)_\odot$	$(M/L)_\odot$	kpc	$10^{-3} M_\odot \text{ pc}^{-3}$	
2034		0.6	22	0.8	0.33
2455		0	140	0.1	2.39
2503	0	4.5	10	35	0.58
4274		1	8.5	7	0.31
4278		0	82	0.7	2.21
4305		0.3	0.5	305	0.22
4325		10.9	$\infty$	0.05	1.62
4499		0.11	5.5	16	0.55
5272		5.5	0.1	0.001	0.67
5414H $\alpha$		1	$\infty$	0.1	0.21
5721		0	4	35	0.98
5789	0	0.25	190	0.15	1.59
6537	1.01	12.1	49	0.9	1.73
6778	1.2	3.5	5.2	100	0.79
7323	0	0	41	1	0.58
7524	0	2.2	12.6	2	0.15
7971		0	25.5	1	0.22
8490		0	2.1	120	0.67
10310		7.5	10.8	4	0.38
11557	0	0	90	0.4	0.36
11707	0	5.5	8	10	0.52
11914	7.5	3.4	$\infty$	4	0.16
12060		0	5.5	16	0.77

TAB. II.2 – Paramètres des modèles de masse pour le profil de la sphère isotherme

N°	$(M/L)_B$	$(M/L)_D$	$r_o$	$\rho_o$	$\chi^2$
UGC	$(M/L)_\odot$	$(M/L)_\odot$	kpc	$10^{-3} M_\odot \text{ pc}^{-3}$	
2034		2.21	50	3.	0.35
2455		0	8	22.	0.89
2503	1.1	2	4.4	210	0.59
4274		1.5	4.5	24	0.43
4278		7.5	14.1	13	1.94
4305		1.6	0.7	42	0.37
4325		10	$\infty$	12.	1.43
4499		0.7	1.7	100	0.3
5272		1.55	$\infty$	19.	0.42
5414H $\alpha$		1.6	80	4.	0.19
5721		0.41	1.2	275	0.19
5789	0	1.3	20.1	4.	0.87
6537	1.01	0.17	3.2	174	0.98
6778	5.7	6.4	3.3	150	0.63
7323	1.6	1.1	6	25	0.26
7524	2.1	0.9	3	30	0.13
7971		0.5	2.4	1	0.05
8490		1.9	1.1	310	0.18
10310		7	2.1	50	0.34
11557	0	0	4	27	0.11
11707	1.5	0	2.1	120	0.35
11914	7	5	13	76	0.12
12060		0	1.7	120	0.37

TAB. II.3 – Paramètres des modèles de masse pour le MDM

N°	(M/L) <sub>B</sub>	(M/L) <sub>D</sub>	r <sub>o</sub>	$\rho_o$	$\chi^2$
UGC	(M/L) <sub>☉</sub>	(M/L) <sub>☉</sub>	kpc	10 <sup>-3</sup> M☉ pc <sup>-3</sup>	
2455		0.1	∞	16	1.14
2503	1.6	6.6	12	12	0.79
4305		2.5	0.3	26	0.46
4499		1.5	2.	70	0.37
5272		2.4	∞	15	0.43
5721		1.4	1.5	165	0.31
6537	1.01	8.7	3.7	65	1.5
6778	5.7	10.5	5.5	45	0.77
7323	1.6	2.3	∞	10	0.45
7524	2.	3.4	3	10	0.16
7971		0.5	2.4	31	0.05
8490		2.5	1.2	260	0.21
10310		14.5	4.6	8	0.37
11557	0	0.3	5	19	0.14
11707	1.5	8.6	3.4	30	0.56
11914	7	6	∞	50	0.15
12060		6.3	2.7	32	0.75

TAB. II.4 – Comparaison GHASP/Swaters (1999) pour le MDM.

N°	(M/L) <sub>D/GHASP</sub>	(M/L) <sub>D/Sw</sub>	r <sub>o/GHASP</sub>	r <sub>o/Sw</sub>	$\rho_{o/GHASP}$	$\rho_{o/Sw}$
UGC	(M/L) <sub>☉</sub>	(M/L) <sub>☉</sub>	kpc	kpc	10 <sup>-3</sup> M☉ pc <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup> M☉ pc <sup>-3</sup>
2455	0.1	0.4	∞	∞	16	3.7
4305	2.5	2.7	0.3	0	26	0
4325	10	9.1	∞	0	12.	0.
4499	1.5	2.3	2.	2.	70	14
5272	2.4	4.2	∞	∞	15	12
5414H $\alpha$	1.6	4.6	80	0	4.	0
5414HI	3.1	4.6	∞	0.	7.	0
5721	3	1.4	1.5	1.	165	163
7323	1.6	3.	2.3	∞	10	2.5
7524	3.4	7.2	3	15.2	10	1.4
8490	2.5	4.4	1.2	1.	260	35
11707	8.6	9.3	3.4	∞	30	0.7
12060	6.3	8.3	2.7	∞	32	0.5

TAB. II.5 – Qualité des courbes de rotation hybrides et de l’ajustement des modèles de masse.

N° UGC	CR	NFW	ISO	MDM	type	$V_M$ km s <sup>-1</sup>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
2034	2	2	2	2	9.8	47.3
2455	2	3	1	1	9.8	61.2
2503	1	2	2	2	2.6	299
4274	2	2	2/3	2/3	8.4	71.9
4278	1	2/3	3	3	6.5	86.3
4305	2	3	3	3	9.8	36.1
4325	2	2/3	2/3	2/3	9	92.6
4499	1	1	1	1	7.2	74.1
5272	2	3	1/2	1/2	9.8	45.2
5414	2	2	1	1	9.9	58.8
5721	1	2	1	1	6.7	79.4
5789	1	2/3	2/3	2/3	6	117
6537	1	2/3	2	2	5.1	169
6778	1	3	2/3	2/3	5.1	199
7323	1	2	1	1	8	85.7
7524	1	1	1	1	8.8	80.3
7971	2	2	1	1	8.8	45.4
8490	1	2	1	1	8.9	80.2
10310	2	2	2	2	9.2	74.3
11557	1	2/3	1	1	7.8	84.7
11707	2	3	2	3	7.9	100
11914	1	1	1	1	2.5	340.7
12060	2	2	1	1	9.9	74.5

(1) numéro UGC; (2),(3),(4) & (5) qualité de la courbe de rotation hybride et des modèles de masse où 1≃très bon, 2≃correct et 3≃mauvais; (6) type morphologique; (7) vitesse maximale.



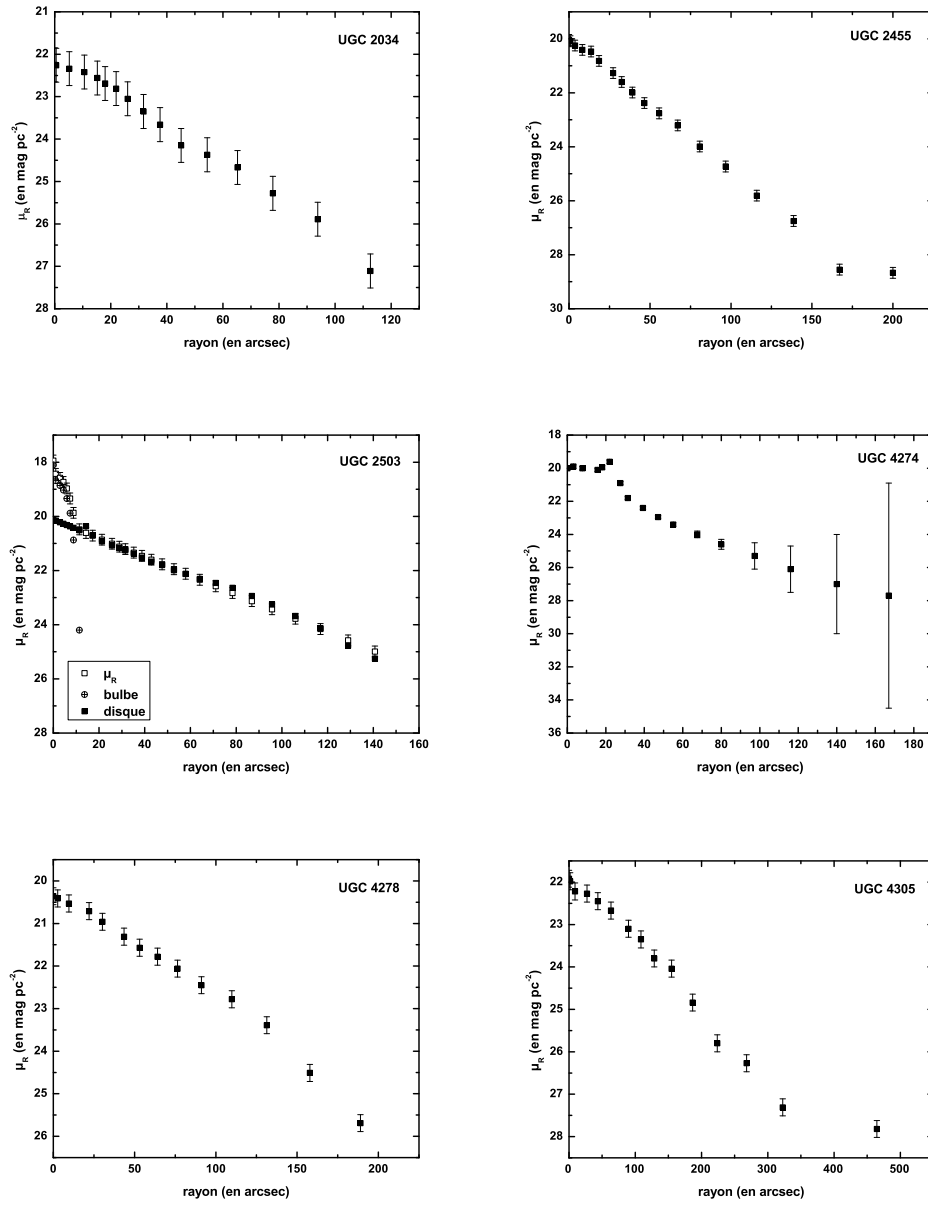


FIG. II.1 – Profil de brillance de surface.

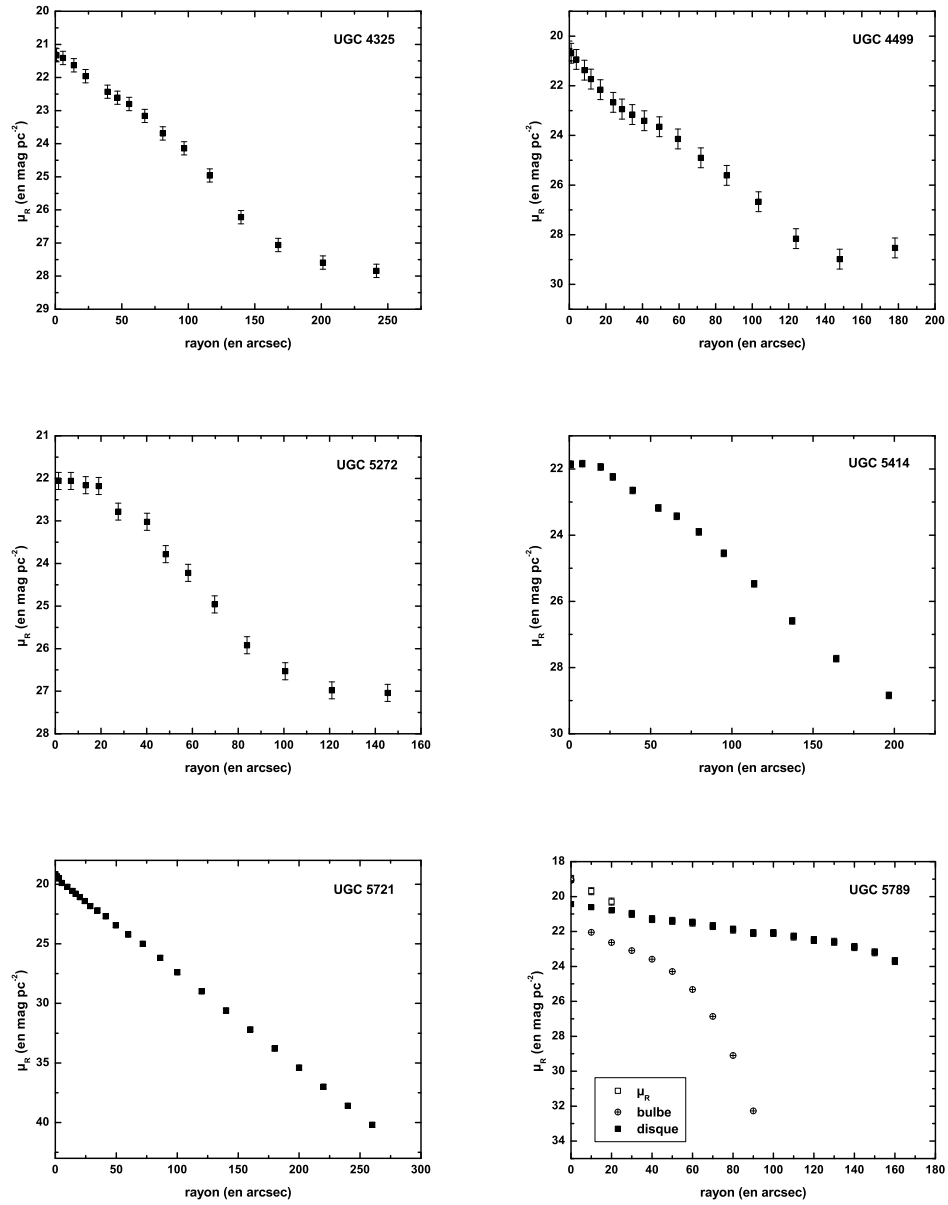


FIG. II.2 – Profil de brillance de surface.

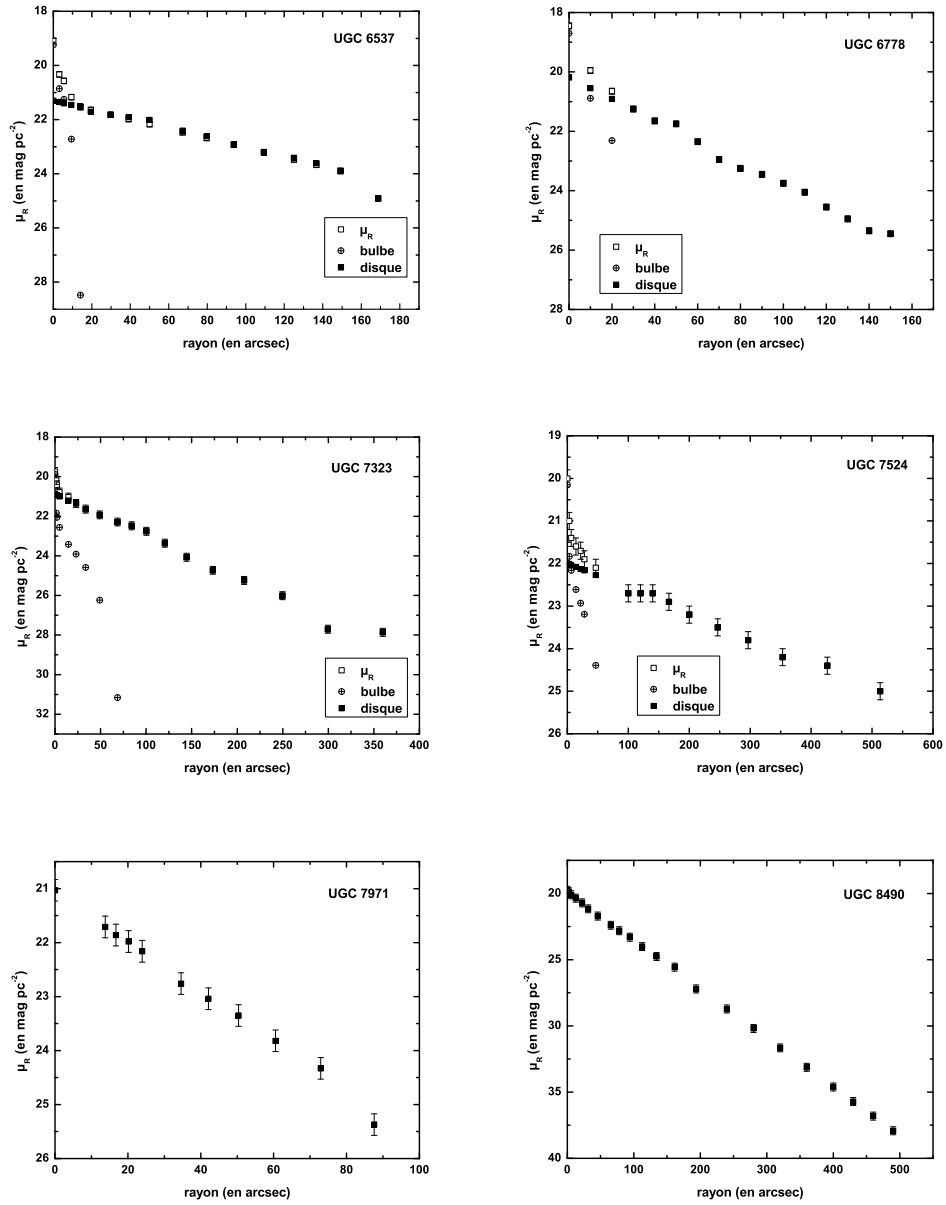


FIG. II.3 – Profil de brillance de surface.

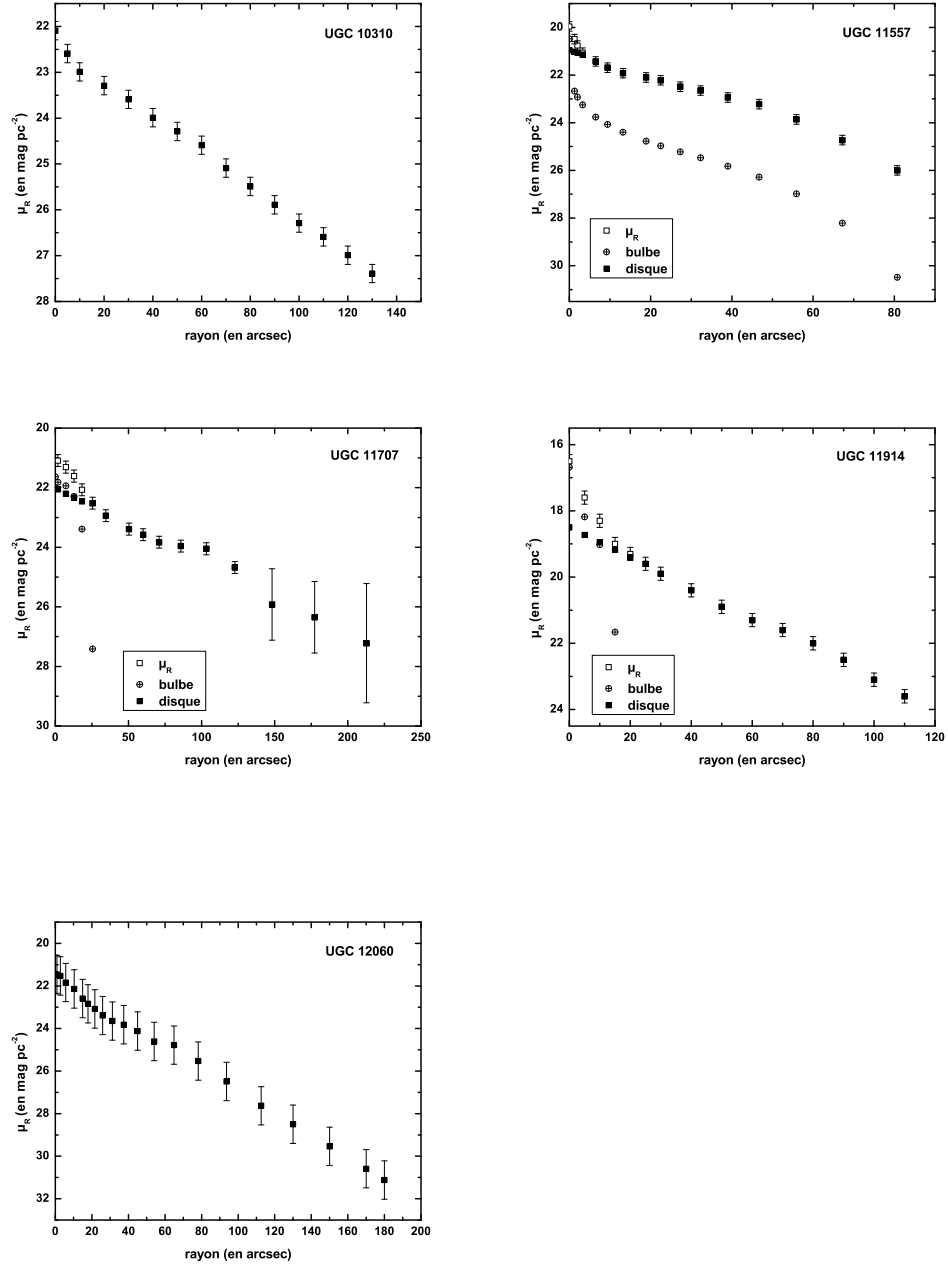


FIG. II.4 – Profil de brillance de surface.

## Annexe III

### Article

---

Dans cet annexe, le lecteur trouvera les cinq articles suivants :

- (1) Fabry-Perot observations using a new GaAs photon-counting system.  
Gach J.L, Hernandez O., Boulesteix J. et al., PASP, 2002, 114, 1043.
- (2) GHASP. A 3D survey of spiral and irregular galaxies at  $H\alpha$ . Comparison between low and high resolution rotation curves of late-type dwarf galaxies.  
Amram P., Garrido O., Galaxies : the third dimension, Cozumel, Mexico, 3-7 Decembre, 2001, eds M ; Rosado, L., Binette, L. Arias., astro-ph/0202475, 2002.
- (3) GHASP : An  $H\alpha$  kinematics survey of spiral and irregular galaxies I.  
Garrido O., Marcelin M., Amram P., Boulesteix J., 2002, A&A, 387, 821.
- (4) GHASP : An  $H\alpha$  kinematics survey of spiral and irregular galaxies II.  
Garrido O., Marcelin M., Amram P., Boissin O., 2003, A&A, 399, 51.
- (5)  $H\alpha$  velocity fields of galaxies of the GHASP survey : study of 46 rotation curves.  
Garrido O., Marcelin M., Amram P., 2004, MNRAS, 349, 225.